



Digitized by the Internet Archive
in 2025

Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Göttingen – O. Hecker, München – Fr. Kossmat, Leipzig
F. Linke, Frankfurt a. M. – W. Schweydar, Potsdam

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Göttingen

XII. Jahrgang 1936

Mit 194 Figuren im Text und 1 Bildnis

Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED
Berkeley Square House, London, W. 1

Der neue statische Schweremesser des Geodätischen Instituts in Potsdam

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 12 Abbildungen)

Inhalt: a) Beschreibung des Instruments, b) Messungsbeispiele, c) Vergleich von Messungsergebnissen des statischen Schweremessers und des Schwerkraftpendels, d) Schlußfolgerungen in bezug auf Anlage und Durchführung gravimetrischer Landesvermessungen.

Über die bisherige Entwicklung des statischen, auf dem barometrischen Prinzip beruhenden Schweremessers habe ich an dieser Stelle wiederholt berichtet*). Die Messungen wurden bis zum vorigen Herbst mit dem einfachen Versuchsinstrument ausgeführt. Bereits im Herbst 1933 konnte das Hauptziel meiner Versuche, nämlich die Erreichung einer der Pendelmethode entsprechenden Meßgenauigkeit für Messungen auf festem Lande (die zu etwa ± 1 bis 2 mgal angenommen wurde), als gesichert angesehen werden; ebenso konnte die Entwicklung des Instruments für Schweremessungen auf fahrenden Schiffen soweit gefördert werden, daß die Versuchsfahrt nach Finnland im Sommer 1935 die Erreichung einer Meßgenauigkeit von etwa ± 3 bis 5 mgal für ununterbrochene Messungen auf See bewies. Leider standen erst im Herbst 1934 die Mittel für den Bau eines neuen vollständigen Feldinstruments (für Messungen auf festem Lande) zur Verfügung, welches dann im Winter 1934/1935 auf Grund der bisherigen Erfahrungen gebaut und in diesem Sommer in Dienst gestellt werden konnte. Die Einzelteile wurden nach meinen Angaben bei den einschlägigen Firmen hergestellt und in der Werkstatt des Geodätischen Instituts von dem Mechaniker stud.ing. Günther Rebenstorff zusammengesetzt.

a) *Beschreibung des Instruments.* Das neue vollständige Feldinstrument ist in seinem Querschnitt quadratisch und hat eine Höhe von 125 cm, einen Durchmesser von 62 cm. Es enthält vier voneinander unabhängige statische Schweremesser, die einzeln herausgenommen werden können und deren Ablesvorrichtungen auf zwei einander gegenüberliegenden Seiten so angeordnet sind, daß zwei Beobachter gleichzeitig am Instrument tätig sein können. Um auch in der Dunkelheit

*) H. Haalek: Zeitschr. f. Geophys. 7, Heft 1/2 (1931); 8, Heft 1 u. 5 (1932); 9, Heft 1/2 u. 6/8 (1933); 11, Heft 1 u. 2 (1935).

Messungen ausführen zu können, wurden an den Ablesefenstern Beleuchtungs-
vorrichtungen angebracht. Das Gewicht jedes Einzelapparats beträgt etwa 25 bis

30 kg; das Gesamtgewicht des Instruments in meßfertigem Zustand mit Wasser und Eis gefüllt beläuft sich auf etwa 7 Zentner. Die Glas-
teile sind technisch so geschützt, daß Beschädigungen normalerweise nicht vorkommen können, und während der letzten 4 Monate Geländemessungen auch nicht vorgekommen sind. Die kardanische
Aufhängevorrichtung auf dem Kraftwagen ermöglicht es, das Instrument sehr schnell mit Hilfe
zweier seitlich angebrachter Laufgewichte ins Lot zu bringen. Während des Transports wird das Instrument durch eine einfache mit
wenigen Handgriffen zu betätigende Vorrichtung festgelegt. Das Instru-

ment wird während der Messungen ständig unter Eis gehalten; die Isolation ist so
gut, daß es im heißen Sommer genügt, morgens und abends etwas Eis nachzufüllen.

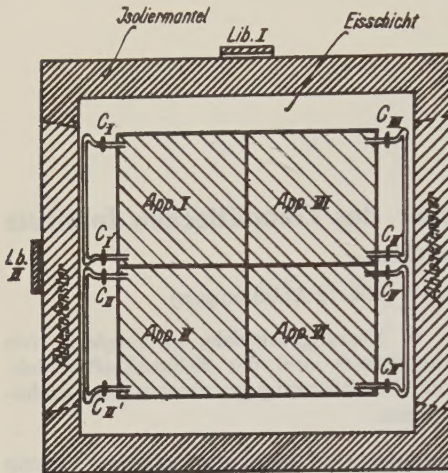


Fig. 1. Anordnung der vier Apparate
im Instrumentenkasten

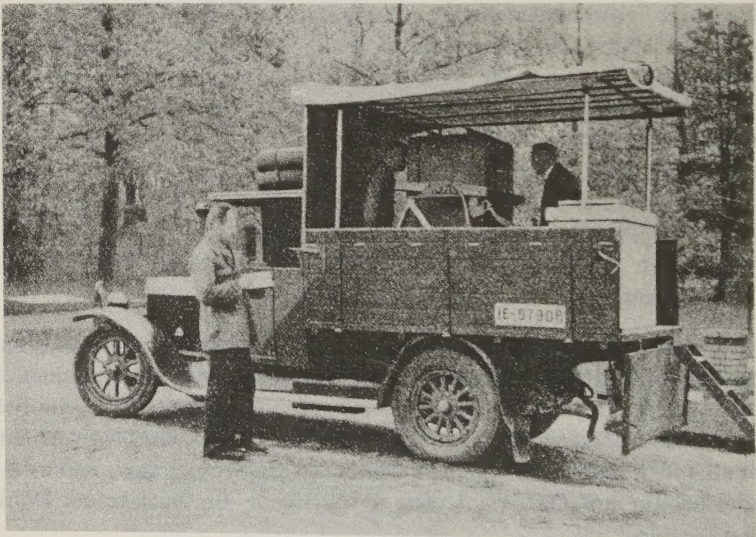


Fig. 2. Messung mit dem statischen Schweremesser im Gelände
(Anschlußmessung in Potsdam)

Der Eisvorrat in der mitgeführten Eiskiste muß dann etwa jeden dritten Tag ergänzt werden; in den kälteren Monaten kommt man naturgemäß mit sehr viel weniger Eis aus. Im Winter wirkt die Isolation umgekehrt: Sie verhindert bei Frostwetter das vollständige Einfrieren des Apparats. Bei länger andauerndem Frost ist es nötig, auf dem Wagen eine kleine Heizvorrichtung (etwa einen Petroleumofen oder eine elektrische Heizung) anzubringen; es genügt aber im allgemeinen, den Wagen des Nachts in einem Raum von nicht unter Null Grad Temperatur unterzustellen. Somit kann der statische Schweremesser auch den Winter hindurch arbeiten.

Die Dimensionen der vier einzelnen Schweremesser sind infolge des beschränkten Raumes etwas kleiner als bei dem ersten einfachen Versuchsinstrument; die Skalenwerte wurden so gewählt, daß eine Schwereänderung von 1 mgal (= 0.001 cgs-Einheit) eine Verschiebung der Menisken um $\frac{4}{5}$ mm hervorruft; Parallaxenfehler oder dergleichen lassen sich bei einer solchen Ablesegenauigkeit leicht vermeiden. Da eine Neigung von 5 Bogenminuten aus der Vertikalstellung heraus erst eine Schwereänderung von 1 mgal bewirkt, so ist ein Neigungsfehler bei den Messungen nicht zu befürchten. Die *experimentelle Skalenwertsbestimmung**), welche mittels Neigung des Instruments um etwa 1° aus der Vertikalstellung heraus ausgeführt wird, erfolgt nicht mehr mit Hilfe der Fußschrauben (wegen des leichteren Transports auf dem Boden sind diese durch Rollen ersetzt worden), sondern auf dem Kraftwagen selbst in der Aufhängevorrichtung und kann zu jeder Zeit vorgenommen werden.

Es gilt für den Skalenwert C die Formel

$$C = \frac{g}{2} \cdot \frac{\delta^2}{dx},$$

wo dx den Aufschlag der Menisken, δ die Neigung des Instruments aus der Vertikalstellung heraus, g den absoluten Wert der Schwerkraft bedeuten.

Vor der Skalenwertsbestimmung werden die beiden *Libellen* in der bekannten Weise einzeln *justiert*, daß man das Instrument erst ein wenig nach der einen und dann nach der anderen Seite neigt, dabei die Ausschläge der Menisken beobachtet und die Libellen dann so in die Horizontalstellung bringt, daß gleiche Neigungen des Instruments nach der einen und nach der anderen Seite gleiche Ausschläge der Menisken zur Folge haben. Da die vier Schweremesser in dem Instrument nicht absolut parallel zueinander sind, so muß man die Skalenwertsbestimmung jedes einzelnen Apparats für sich durchführen und jedesmal vorher die Libellen neu justieren, was sehr einfach durchzuführen ist, da es sich nur um kleine Korrekturen handelt. Nach Beendigung der Skalenwertsbestimmung gibt man den Libellen eine mittlere Lage und hat dann nur dafür Sorge zu tragen, daß sie sich während einer Messungsreihe nicht verändern.

*) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 8, Heft 5 (1932).

Beispiel einer Skalenwertsbestimmung: Die Skalenwertsbestimmung erfolgt für jeden Apparat zweifach, indem einmal Libelle I, das andere Mal Libelle II in Nullstellung gehalten wird. Der Neigungswinkel des Instruments wird gemessen dadurch, daß ein unten am Instrument angebrachter Zeiger an einer Skala entlang schwingt (oder besser mit Spiegel und Skala); a bedeutet die Zeigerstellung, l den Abstand der Skala von der Umdrehungsachse des Kardangehänges:

1. Bestimmung (App. I).

	a	x_1	x_2	$\frac{x_1 + x_2}{2}$	
1. Nullstellung.	12.07	9.15	11.65	10.40	$l = 97.0$
2. Neigung nach vorn . .	13.52	0.20	2.65	1.42	$\delta = \frac{da}{l} = \frac{1.45}{97}$
3. Nullstellung	12.07	9.20	11.65	10.42	
4. Neigung nach hinten .	10.63	0.15	2.70	1.42	$dx = 9.03$
5. Nullstellung.	12.07	9.25	11.80	10.52	

Daraus folgt $C_I = 12.2$.

2. Bestimmung (App. I).

	a	x_1	x_2	$\frac{x_1 + x_2}{2}$	
1. Nullstellung.	12.42	9.55	12.05	10.80	$l = 96.0$
2. Neigung nach rechts. .	10.94	0.20	2.80	1.50	$da = 1.48$
3. Nullstellung.	12.42	9.55	12.00	10.78	$\delta = \frac{da}{l} = \frac{1.48}{96.0}$
4. Neigung nach links . .	13.90	0.40	2.80	1.60	
5. Nullstellung.	12.42	9.65	12.10	10.87	$dx = 10.82 - 1.55 = 9.27$

Daraus ergibt sich $C_I = 12.6$.

Insgesamt ergaben die Skalenwertsbestimmungen für die vier einzelnen Apparate:

$C_I = 12.4$	$b_I = 780 \text{ mm}$
$C_{II} = 12.5$	$b_{II} = 778 \text{ „}$
$C_{III} = 12.4$	$b_{III} = 772 \text{ „}$
$C_{IV} = 12.8$	$b_{IV} = 785 \text{ „}$

d. h. im Mittel bedeutet eine Zunahme der Ablesung um einen Zentimeter eine Schwerezunahme um 12.5 mgal. Der für die einzelnen Apparate angegebene Druck b bedeutet den Druck, welcher in dem Raum des betreffenden Apparats herrscht, der durch einen Hahn mit dem Außenraum in Verbindung gebracht werden kann. Ist diese Verbindung mal geöffnet worden, z. B. wenn der Verbindungshahn neu gefettet wird, so muß nach dem Einsetzen des Hahnes der Druck im Instrument wieder auf den gleichen Betrag (bis auf etwa 3 bis 5 mm genau) gebracht werden. Dann ist der statische Schweremesser wieder eingestellt und der Skalenwert der gleiche. Eine zeitliche Änderung der Skalenwerte ist nicht möglich, da diese durch die Dimensionen des Instruments unveränderlich gegeben sind*).

*) Am besten ist eine Durchreichung des ganzen Skalenbereiches; durch Wiederholungen läßt sich der Skalenwert wohl auf mehr als $\frac{1}{2}\%$ genau bestimmen.

Da die vier Apparate ziemlich gleiche Dimensionen besitzen, sind ihre Skalenwerte auch nahezu gleich. Bei der Auswertung der Beobachtung genügt es daher, um die Umrechnung in Milligal vorzunehmen, die beobachteten Zahlenwerte nach Ausführung der Mittelbildungen mit dem mittleren Skalenwert $C = 12.5$ zu multiplizieren.

Der gesamte *Meßbereich* beträgt etwa 150 mgal; die Meßmarken können aber entweder mit Hilfe einer besonderen, durch einen Hahn abschließbaren Verbindungskapillaren oder von außen her durch leichte Druckregulierung sehr schnell und einfach nach Belieben eingestellt werden.

Während es sich bei den Messungen mit dem einfachen Versuchsinstrument in erster Linie darum handelte, die physikalischen Eigenschaften des statischen Schweremessers zu erproben und die technischen Einzelheiten der Konstruktion zu entwickeln, einmal für Messungen auf festem Lande, zum anderen für Messungen auf fahrenden Schiffen, lag die Aufgabe nach endgültiger Inbetriebnahme des neuen vierfachen Feldinstruments darin, die dem Instrument entsprechende beste Methode für die praktische Ausführung von gravimetrischen Vermessungen auszubastern. Diese richtet man zweckmäßigerweise so ein, daß der zeitliche Gang, den die Nullage des statischen Schweremessers infolge der Erschütterungen durch den Transport von Station zu Station erleidet, eliminiert wird. In dieser Beziehung konnten weitere Fortschritte erzielt werden: Es hatte sich im vorigen Jahre gezeigt, daß der statische Schweremesser längere Zeit hindurch weder einen zeitlichen Gang noch sprunghafte Verlagerungen der Nullage zeigte, und daß diese dann zuweilen wieder in erheblich störender Weise auftraten, ohne daß die Ursache zunächst gefunden werden konnte. Dieselbe Erscheinung zeigte anfangs auch das neue vierfache Instrument. Durch fortwährende Beobachtung gelang es, den Grund dieser Erscheinung, der nur in der Arretiervorrichtung lag, zu finden, und nachdem die Ursache erst bekannt war, bot die Beseitigung dieser Fehlerquelle keine Schwierigkeit mehr. Der *zeitliche Gang* beträgt jetzt nicht mehr als durchschnittlich 1 bis 2 mgal pro Stunde; ein Gang von 2 bis 3 mgal stündlich ist sehr selten und sehr häufig ist mit Sicherheit überhaupt keine Änderung der Nullage festzustellen. Meistens ist der Gang negativ, d. h. im Sinne einer Abnahme der Schwerkraft; doch ist eine Regel in dieser Beziehung nicht festzustellen, ebenfalls nicht, ob die Außentemperatur (Unterschied zwischen Sommer und Winter) einen Einfluß darauf besitzt. Z. B. betrug der zeitliche Gang am 7. Dezember bei der Vermessung einer örtlichen Schwereanomalie:

- Apparat I: 1.1 mgal Zunahme pro Stunde,
- „ II: ohne zeitlichen Gang,
- „ III: 2.1 mgal Zunahme pro Stunde,
- „ IV: 0.8 mgal Abnahme pro Stunde.

Größere Gänge oder sprunghafte Änderungen der Nullage lassen darauf schließen, daß der statische Schweremesser irgendwie nicht in Ordnung ist und sind in den letzten Monaten nicht mehr vorgekommen. Da sich der Gang als recht gut linear

herausgestellt hat, so ergab sich als einfachste und beste Methode, eine Meßstrecke hin und zurück mit annähernd gleichen Zeitintervallen durchzumessen. Durch einfache Mittelbildung aus den beiden Meßwerten fällt dann der zeitliche Gang heraus*). Vorsichtig muß man im allgemeinen nur zu Beginn einer Meßreihe sein, wenn das Instrument in Ruhe gewesen ist, und nach dem ersten oder den ersten beiden Meßpunkten besser wieder zur Kontrolle nach dem ersten Punkt zurückkehren. Der *Meßvorgang* an den einzelnen Stationen hat sich weiter beschleunigen lassen: Während anfangs noch an jeder Station eine ganze Anzahl von Ablesungen vorgenommen wurden, wobei das Instrument abwechselnd geneigt und erschüttelt wurde, hat sich später erwiesen, daß es günstiger ist, gleich nach Anhalten des Autos an einer Station etwa drei bis vier Ablesungen zu machen und dann sofort zur folgenden Station weiter zu fahren. *Eine Messung gestaltet sich also wie folgt:* Der Wagen hält an einem Punkte, an welchem die Höhe bekannt ist, an; die Beobachter stellen das Instrument ins Lot, öffnen die Arretierhähne und lesen vier- bis fünfmal die Stellung der Menisken ab. Dann werden die Arretierhähne wieder geschlossen, das Instrument festgelegt und der Wagen fährt zum nächsten Punkt weiter. Der gesamte Meßvorgang vom Anhalten bis zur Abfahrt des Wagens nimmt höchstens 4 Minuten in Anspruch; nur bei starkem Wind ist mehr Zeit erforderlich, es sei denn, daß der Beobachtungspunkt im Windschutz gewählt werden kann oder der Kraftwagen genügend schwer ist oder hinreichend gut abgestützt werden kann. Bei ruhig hängendem Apparat ist die Beobachtung der Ruhelage der Menisken einfach; gerät das Instrument infolge der Erschütterungen durch die Windstöße in Schwankungen, so erfordert das richtige Einschätzen der genauen Ruhelage einige Übung, da die Bewegung der Menisken nicht symmetrisch zur Gleichgewichtslage verläuft.

Die *Tagesleistung* des statischen Schweremessers ist daraus ersichtlich: Jeder Meßpunkt nimmt bei doppelter Messung insgesamt 8 Minuten in Anspruch; im übrigen hängt die Meßgeschwindigkeit von der Schnelligkeit des Transports und dem Stationsabstand ab. So wurde z. B. bei elfstündiger Arbeitszeit und einem Punktabstand von 3 bis 4 km eine Tagesleistung von 20 Meßpunkten gut erreicht; bei kurzem Abstand von durchschnittlich 1 km wurden bei $7\frac{1}{2}$ stündiger Arbeitszeit 27 Meßpunkte fertig (d. h. mit einfacher Wiederholung) gemessen.

Die *Berechnungsarbeiten* bestehen lediglich darin, daß nach den Mittelbildungen der Ablesungen diese mit dem Skalenwert multipliziert werden. Die übrigen Reduktionen (wegen der Höhe und der geographischen Breite) sind einfach aus Tabellen zu entnehmen, so daß die gesamten Berechnungen sehr einfach und schnell ausgeführt werden können. Hervorzuheben ist außer den geringen Betriebskosten noch die einfache Handhabung des Instruments, die es jedem Nichtfachmann nach kurzer Instruktion ohne weiteres ermöglicht, mit dem statischen Schweremesser zu arbeiten.

*) Bei anderer Punktanordnung muß man naturgemäß ein dementsprechendes — am besten graphisches — Verfahren zur Ermittlung des zeitlichen Ganges benutzen.

Die *Genauigkeit*, mit welcher der Schwereunterschied zwischen zwei Punkten mit dem statischen Schweremesser gemessen wird, hängt entsprechend dem Fehlergesetz von der Häufigkeit der Wiederholungen ab. Infolge der Einfachheit der Handhabung des statischen Schweremessers ist die Möglichkeit gegeben, die Messungen beliebig oft zu wiederholen. Wird ein Meßpunkt etwa vier- bis fünfmal gemessen, so liegt der mittlere Fehler des Messungsergebnisses etwa in der Größenordnung von ± 0.25 bis ± 0.5 mgal. Bei der angegebenen Meßmethode mit einfacher Wiederholung beträgt er etwa ± 1 mgal. Es sind meistens bessere Übereinstimmungen erzielt worden, doch auch Abweichungen bis zu 3 mgal, jedoch nur ganz vereinzelt, so daß ein mittlerer Fehler von ± 1 mgal als Durchschnitt angegeben werden kann. Meistens liegt der mittlere Fehler jedoch darunter, besonders bei guten Beobachtungsverhältnissen (Beschaffenheit der Straßen, Windverhältnisse und dergleichen) und kurzem Punktabstand; z. B. betrug bei der erwähnten Tagesleistung von 27 Stationen in 1 km Abstand der mittlere Fehler bei einmaliger Wiederholung durchschnittlich ± 0.5 mgal; bei der kürzlichen Vermessung eines mit dem statischen Schweremesser neu entdeckten örtlichen Schwereminimums ergab sich für die einfach wiederholten Meßpunkte ein mittlerer Fehler von ± 0.6 mgal, für die zwei- bis vierfach wiederholten Punkte ein mittlerer Fehler von ± 0.2 bis 0.3 mgal.

Es wird häufig übersehen, daß neben dem mittleren Fehler eines Meßpunktes der *Punktabstand* ein ebenso wichtiger — häufig sogar entscheidender — Faktor für die Genauigkeit der gravimetrischen Vermessung eines Untersuchungsgebietes ist. Die Rückschlüsse auf die geologischen Ursachen der Schwereanomalien ziehen wir aus dem durch die Messungen gefundenen Verlauf der Schwereänderung in dem betreffenden Gebiet. Ergibt sich z. B. bei einem Stationsabstand von 10 km, daß ein einzelner Meßwert eine Differenz gegen die Nachbarpunkte zeigt, so sind alle weiteren geologischen Schlußfolgerungen von der Sicherheit der Messung dieses Meßpunktes abhängig. Ist dagegen der Stationsabstand z. B. 2 bis 3 km, so wird man erst dann auf eine geologische Ursache schließen, wenn mehrere benachbarte Messungen die Anomalie im gleichen Sinne zeigen. Die Vermessung ist in letzterem Falle also eine weit genauere, auch wenn der einzelne Meßpunkt einen größeren mittleren Fehler besitzt. Aus diesen Erwägungen heraus und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß lediglich dadurch, daß der Meßwagen an einem Punkte bei der Hin- und Rückfahrt 4 Minuten anhält, eine neue Schwerestation geschaffen wird, bin ich grundsätzlich dazu übergegangen, als Stationsabstand für die statischen Messungen nicht über durchschnittlich 3 km hinauszugehen. Erst dadurch wird die Überlegenheit des statischen Schweremessers, welche in der großen Meßgeschwindigkeit liegt, voll ausgenutzt und auch lokale Schwerestörungen von kleiner Erstreckung können bei der Vermessung weniger leicht übersehen werden.

b) *Messungsbeispiele*. Der neue statische Schweremesser des Geodätischen Instituts wurde in diesem Sommer in Betrieb genommen. Im Rahmen der gravimetrischen Landesvermessung wurde der größte Teil Mecklenburgs und der Prignitz

vermessen, und zwar begrenzt im Osten etwa von der Linie Potsdam—Kyritz—Rostock, im Süden von der Linie Potsdam—Genthin, bis zur Elbe, im Westen von der Elbe und der mecklenburgischen Landesgrenze, im Norden bis zur Küste. Außerdem wurde das Meßprofil Stendal—Magdeburg—Braunschweig—Celle—Wittingen—Kalbe—Stendal durchgemessen. Insgesamt liegen die Meßergebnisse von mehr als 700 Schwerestationen vor*). Die Gesamtkosten betrugen etwa 20 000 RM, wobei zu beachten ist, daß ein erheblicher Teil dieser Kosten nicht zu den eigentlichen Betriebsunkosten gehören und künftighin wegfallen. Geophysikalisch haben die Messungen recht interessante Ergebnisse gezeigt, welche für die Erforschung des tieferen Untergrundes sowohl von wissenschaftlicher als auch von praktischer



Fig. 3
Verlauf der Schwerestörung längs der Meßstrecke Magdeburg—Braunschweig

Bedeutung sind. Das Meßbild läßt durch den Schleier des überdeckenden Diluviums nicht nur die großen Leitlinien der Untergrundformen erkennen, sondern es wurden auch eine Reihe von — bisher noch nicht bekannten — örtlichen negativen Schwerestörungen festgestellt, von denen einige geologisch wohl nur durch das Vorhandensein von Salzhorsten erklärt werden können. Da die Ergebnisse der gravimetrischen Landesvermessung nicht der Öffentlichkeit zugänglich sind, können Einzelheiten — außer den folgenden Beispielen, deren Veröffentlichung ohne Ortsangabe mir von der Kommission für die gravimetrische Landesaufnahme freundlicherweise gestattet wurde — an dieser Stelle nicht mitgeteilt werden.

*) Die Messungen selbst wurden ausgeführt von den Diplomingenieuren F. Haalek u. R. Meinhold, denen ich für ihre unermüdliche Arbeit an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte. Ebenso möchte ich den Kraftwagenführern Ranglack, Neumann und Jäger für ihre stetige Hilfsbereitschaft herzlich danken.

Als erstes Beispiel (Fig. 3) betrachten wir das Ergebnis des Meßprofils über die bekannte positive Schwerestörung des Flechtinger Höhenzuges von Magdeburg bis Braunschweig, welches zu Beginn der Messungen dieses Sommers durchgemessen wurde. Das Meßprofil wurde 6 Wochen später nochmals durchgemessen. An zwei

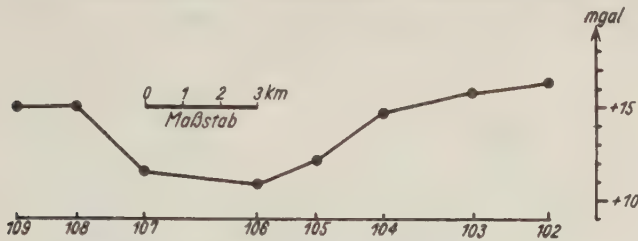


Fig. 4. Meßprofil über den Salzhorst von Conow

Meßpunkten zeigte sich ein Unterschied zwischen den beiden Meßwerten von etwa 3 mgal, im Durchschnitt ergab sich aber damals bereits ein mittlerer Fehler von ± 0.8 mgal.

Fig. 4 zeigt ein Meßprofil über einen bekannten Salzhorst im südwestlichen Mecklenburg*).

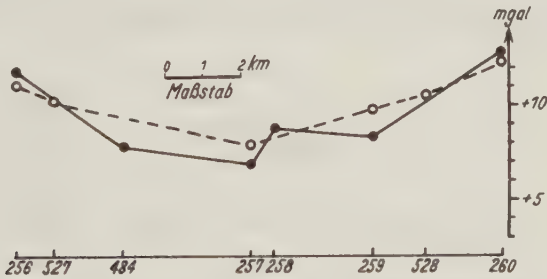


Fig. 5

Aufgefundene örtliche Schwereanomalie in Norddeutschland

Ausgezogene Kurven = Meßprofil im Oktober 1935
Gestrichelte " = " " " " Januar 1936

Die Fig. 5—9 und 12 zeigen einige Meßprofile über örtliche negative Schwerestörungen, welche mit dem statischen Schweremesser aufgefunden wurden. Ihre geologische Ursache sind vermutlich Salzhorste, deren Existenz bisher nicht bekannt war. Besonders Fig. 6 zeigt eine recht beträchtliche negative Störung (am Rande größerer positiver Schwerewerte) von etwa 10 mgal. Zu den Profilen 5 bis 9

*) Es stellte sich erst nachträglich, nachdem die örtliche Schwereanomalie mit Hilfe des statischen Schweremessers aufgefunden worden war, heraus, daß sie zu dem bekannten Salzhorst von Conow gehörte.

ist noch zu bemerken, daß die Meßpunkte nicht auf gerader Strecke liegen, so daß einzelne Minima (besonders in Fig. 9) dadurch auseinandergezogen erscheinen.

Ein größeres Meßprofil durch eine positive regionale Schwerestörung zeigt Fig. 10. Es ist ein Profil senkrecht über den herzynisch streichenden *Mecklenburger Hauptrücken*, welcher von F. Schuh durch seine magnetische Vermessung Mecklen-

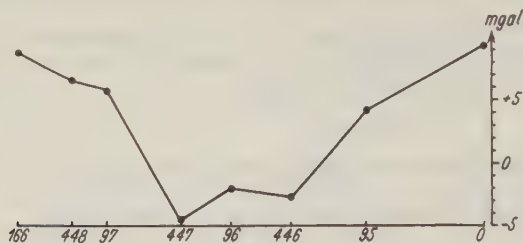


Fig. 6

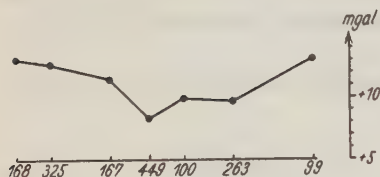


Fig. 7

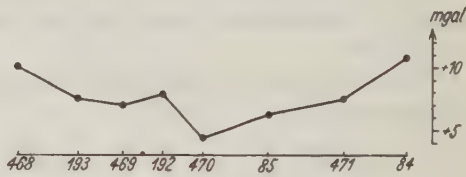


Fig. 8

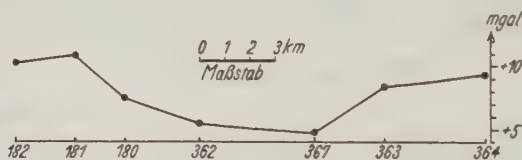


Fig. 6 bis 9

Mit dem statischen Schweremesser neu aufgefunden örtliche Schwereminima ($g''_0 - \gamma_0$) in Norddeutschland

burgs*) gefunden worden ist. Der in der Figur eingetragene Verlauf der vertikalen magnetischen Störungskomponente dZ ist der Isanomalenkarte von F. Schuh entnommen.

Dieses Beispiel ist typisch für die zwischen magnetischen und gravimetrischen Anomalien bestehenden Beziehungen. Der Störungskörper, den wir uns als Horst denken können, besitzt eine größere Dichte und stärkere Magnetisierbarkeit als das Nebengestein bzw. das Deckgebirge. Die positive Schwerestörung befindet sich senkrecht über dem Horst. Unter der Annahme, daß die Magnetisierung der

*) F. Schuh: Isanomalenkarte der magnetischen Vertikalintensität in Mecklenburg. Rostock 1934.

geologischen Körper — von ganz wenigen lokal eng begrenzten Ausnahmen abgesehen — der Induktion durch das magnetische Erdfeld entspricht, muß die positive Störung in der Vertikalintensität mehr über der südlichen, die (in ihrer Intensität erheblich kleinere) negative Störung auf der Nordseite des Horstes

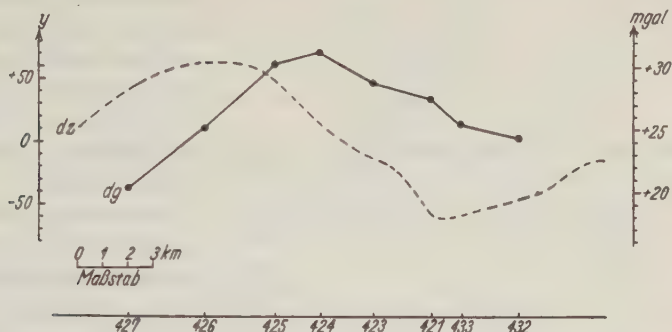


Fig. 10. Gravimetrische und erdmagnetische (vertikale Komponente) Störung über dem Mecklenburger Hauptrücken

liegen, wie Schuh (vgl. a. a. O., S. 35) richtig hervorhebt. Fig. 9 kommt dieser Zusammenhang zwischen gravimetrischer und magnetischer Anomalie ganz klar zum Ausdruck. Ein derartiges eindeutiges Bild findet man meistens nur bei

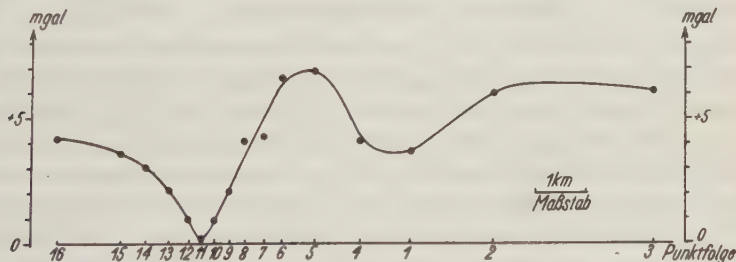


Fig. 11

Detailvermessung mit dem statischen Schweremesser über einen kleinen Salzhorst (10. September 1935). (Halbe Tagesleistung)

stärkeren magnetischen und gravimetrischen Lokalstörungen; bei regionalen besonders schwächeren Anomalien sind die Zusammenhänge in der Regel weniger deutlich zu erkennen, häufig auch gar nicht vorhanden.

Ein Beispiel einer *Detailvermessung* zeigt Fig. 11. Das Profil*) enthält 16 Meßpunkte, die in reichlich 4 Stunden mit einer Genauigkeit von etwa ± 0.5 mgal hin

*) Die Messungen wurden mit einem zweiten Instrument von meinem Bruder in privatem Auftrage ausgeführt. Veröffentlicht mit freundlicher Genehmigung des Auftraggebers.

und zurück durchgemessen wurden. Dieses Beispiel läßt erkennen, daß der statische Schweremesser sich wegen seiner rationellen Arbeitsweise nicht nur für gravimetrische Großaufnahmen, sondern auch für Detailvermessungen an lokal eng begrenzten Objekten (es handelt sich in diesem Beispiel um einen kleinen Salzhorst

von nur 800 m Breite) eignet und für die Drehwaage eine so weitgehende Vorarbeit zu leisten imstande ist, daß diese nur noch an besonders wichtigen Stellen angesetzt zu werden braucht.

Ein zweites Beispiel einer *Detailvermessung* mit etwas größerem Punktabstand zeigt Fig. 12. In diesem Falle handelt es sich um eine beträchtliche lokale negative Schwerestörung unmittelbar am Rande einer regionalen positiven Schwerestörung, welche erst kürzlich mit dem statischen Schweremesser entdeckt wurde und deren geologische Ursache vermutlich ebenfalls ein — bisher noch völlig unbekannter — Salzhorst sein dürfte.

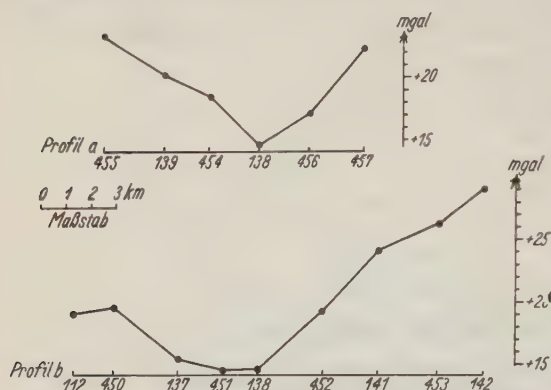


Fig. 12. Längs- und Querprofil durch eine neu entdeckte negative lokale Schwerestörung (Randstörung einer großen regionalen positiven Schwerestörung)

schen Schweremesser entdeckt wurde und deren geologische Ursache vermutlich ebenfalls ein — bisher noch völlig unbekannter — Salzhorst sein dürfte.

c) *Vergleich zwischen statisch gemessenen Schwerestationen und Pendelwerten.* Basisstation für die statischen Messungen in dem Meßgebiet Prignitz—Mecklenburg ist die Station Potsdam, und zwar wurde der Sicherheit des Anschlusses wegen das Mittel aus den drei Potsdamer Schwerestationen: Geodätisches Institut, Hermannswerder und Artillerie-Kaserne gewählt. Ein unmittelbarer Anschluß war natürlich nur bei den beiden ersten Meßreihen Potsdam—Nauen und Potsdam—Brandenburg möglich; die folgenden Meßreihen mußten sukzessiv an die vorhergehenden angeschlossen werden. Nun treten bekanntlich bei einem solchen Verfahren *systematische Fehler* auf, welche sich einmal aus der Summierung der Anschlußfehler entsprechend dem Fehlerfortpflanzungsgesetz, andererseits mit der Größe der absoluten Schweredifferenzen gegen die Basisstation aus der Ungenauigkeit des Skalenwerts ergeben. Die Aufgabe, systematische Fehler jeglicher Art bei den gravimetrischen Landesvermessungen zu vermeiden, sollen nun die Pendelstationen erfüllen, besonders die neueren mehrfach kontrollierten Stationen, die als Punkte erster Ordnung dienen sollen. In dem Meßgebiet sind die statischen Messungen unmittelbar an 40 ältere und neuere Pendelstationen angeschlossen worden*). Bei der Auswertung sind die Pendelwerte jedoch in keiner Weise be-

*) Außerdem sind im letzten Jahre (1935) in dem Meßgebiet verschiedene neue Pendelmessungen ausgeführt worden, deren Ergebnisse noch nicht vorliegen.

nutzt worden, sondern die einzelnen statischen Meßreihen wurden immer nur in der angegebenen Weise auf vorhergehende statische Stationen bezogen. Die Absicht war, einmal nach Beendigung der Vermessung zu prüfen, wie die Pendelwerte mit dem statisch gemessenen Werten übereinstimmten, zweitens wie weit bei einer gravimetrischen Vermessung die kostspieligen Pendelstationen entbehrt werden können. In der folgenden Tabelle sind die Störungswerte $g''_0 - \gamma_0$ zusammengestellt, und zwar sind die Pendelwerte nach den Messungsreisen und der numerierten Reihenfolge, in der sie gemessen wurden, geordnet.

Vergleich der Meßergebnisse des Schwerkraftpendels und des statischen Schweremessers in Mecklenburg und Brandenburg

Nr.	Station	Pendelwert		Stat. Meßwert $g''_0 - \gamma_0$	Differenz, stat. Wert— Pendelwert	Bemerk.
		$g''_0 - \gamma_0$	Beob.			
	Potsdam	+ 16.8	Berroth 1923	+ 17.8	+ 1.0	
	Werder	+ 20.4		+ 18.0	— 2.4	
	Hermannswerder	+ 17.8		+ 15.8	— 2.0	
	Potsdam, Art.-Kas. . . .	+ 16.4		+ 17.5	+ 1.1	
3, 26, 46	Wilsnack	+ 18.3	{ von Flotow- Berroth	+ 21.4	+ 3.1	
(4	Werben	+ 22.9		+ 26.0	+ 3.1)	
6	Stendal	+ 2.5	{ von Flotow 1924	+ 4.8	+ 2.3	
(23	Pevestorf	+ 16.9		+ 11.0	— 5.9)	
24	Steesow	+ 17.6		+ 14.9	— 2.7	
25	Retzin	+ 30.3		+ 34.2	+ 3.9	
27	Putlitz	+ 30.2	{ Berroth 1924	+ 30.7	+ 0.5	
28	Ludwigslust	+ 13.1		+ 15.0	+ 1.9	
(29	Catemin	+ 5.0		+ 7.0	+ 2.0)	
41	Boitzenburg	+ 10.8		+ 13.1	+ 2.3	
42	Lübtheen	— 0.9		— 0.3	+ 0.6	
43	Hagenow	+ 13.5		+ 13.6	+ 0.1	
44	Schwerin	+ 18.2		+ 16.8	— 1.4	
45	Prislich	+ 14.8		+ 15.3	+ 0.5	
2	Göttin	+ 5.2	{ von Flotow- Schmehl 1925	+ 6.2	+ 1.0	
11	Heiddorf	+ 11.8		+ 15.0	+ 3.2	
(12	Dallmin	+ 28.4		+ 28.0	— 0.4)	
13	Ziegendorf	+ 32.5		+ 28.0	— 4.5	
14	Parchim	+ 26.6		+ 20.8	— 5.8	
(15	Retzow	+ 33.0		+ 34.0	+ 1.0)	
16	Plau	+ 35.7		+ 34.9	— 0.8	
17	Güstrow	+ 36.2		+ 26.8	— 9.4	
1	Markau	+ 9.6	{ Berroth 1925	+ 9.8	+ 0.2	
2	Nennhausen	+ 18.9		+ 18.0	— 0.9	
(7	Laage	+ 23.7		+ 21.0	— 2.7)	
9	Rostock	+ 18.6		+ 14.6	— 4.0	
10	Neubuckow	+ 26.0		+ 22.9	— 3.1	
11	Warin	+ 30.3		+ 24.8	— 5.5	
12	Goldberg	+ 35.4		+ 29.5	— 5.9	

Fortsetzung der Tabelle

Nr.	Station	Pendelwert		Stat. Meßwert $g''_0 - \gamma_0$	Differenz, stat. Wert— Pendelwert	Bemerk.
		$g''_0 - \gamma_0$	Beob.			
14	Redlin	+ 25.5	Berroth 1925	+ 22.7	— 2.8	
16	Pritzwalk	+ 46.5		+ 47.4	+ 0.9	
17	Tüchen	+ 46.1		+ 43.8	— 2.3	
18	Demerthin	+ 39.4		+ 42.0	+ 2.6	
19	Perleberg	+ 25.5		+ 26.0	+ 0.5	
(20)	Tacken	+ 38.4		+ 38.0	— 0.4)	
21	Wittenberge	+ 15.0		+ 15.2	+ 0.2	
	(Hitzacker	}	Beob. II 1934	+ 10.0	+ 0.3)	
	Havelberg			+ 30.0	+ 5.0	
	Dalberg	}	Beob. III 1934	+ 19.0	— 2.9	
	Zarrentin			+ 12.0	— 1.8	
	Ferchland	}	Beob. I 1934	+ 2.1	+ 1.8	
	Tangermünde			+ 3.3	+ 0.3	
	Milow			+ 12.6	— 3.1	} stat. Wert unsicher
	Schollene			+ 24.1	+ 4.5	

Für die Station Göttingen habe ich nicht den von Flotow angegebenen Störungswert + 1.9 eingesetzt, sondern den verbesserten Wert + 5.2, weil die Nachprüfung ergab, daß von Flotow für die Höhenreduktion irrtümlicherweise einen um etwa 14 bis 15 m zu geringen Höhenwert angenommen hatte. Die eingeklammerten acht Stationen wurden nicht direkt an die statischen angeschlossen; die ihnen entsprechenden statischen Werte sind dem Isanomalenbild entnommen; man kann sie also für den Vergleich nur bedingt bewerten. Da die Ergebnisse der von den Instituten Potsdam, Jena und Göttingen im Jahre 1934 ausgeführten Pendelbeobachtungen noch nicht veröffentlicht sind, so habe ich diese mit Beob. I, II usw. bezeichnet (vgl. auch Tabelle S. 16).

Der Vergleich der statisch gemessenen Schwerewerte mit den Pendelwerten läßt erkennen, daß Abweichungen vorkommen, welche Beträge erreichen, die nach dem heutigen Stande der gravimetrischen Meßtechnik nicht mehr tragbar sind. Um diese Abweichungen kritisch zu prüfen, betrachten wir zunächst die Genauigkeit der statischen Vermessung: Den mittleren Fehler innerhalb der einzelnen Meßreihen schätze ich im Durchschnitt auf etwa ± 1 mgal. Es gibt zwar einzelne Meßreihen, die eine größere Unsicherheit besitzen (es sind die nicht wiederholten Reihen, die in der ersten Hälfte des Sommers noch einen zu großen zeitlichen Gang besaßen, oder statt mit dem vollständigen vierfachen nur mit einem drei- bzw. zweifachen Apparat gemessen wurden); doch sind dies nur wenige Ausnahmen und die Zahl der Meßreihen, die einen geringeren mittleren Fehler besitzen, ist bedeutend größer. Es wäre nun zweitens noch möglich, daß die erwähnten systematischen Fehler, welche aus den Messungen selbst nicht erkannt werden können, einen gebietsmäßigen Niveauunterschied zwischen Pendelwerten und statischen Meß-

werten zur Folge haben. Nun wird zwar die Summierung der Anschlußfehler dadurch, daß die Messungen längs mehreren Wegen mit vielen Querverbindungen ausgeführt wurden, erheblich verringert, bleibt aber stets größer als der mittlere Fehler einer Meßreihe; den sich aus der Ungenauigkeit des Skalenwerts ergebenden systematischen Fehler kann man — indem ich die Genauigkeit des Skalenwerts auf etwa 1% schätze und die gemessenen Schwereunterschiede bis auf etwa 170 mgal ansteigen — zu rund ± 2 mgal annehmen, so daß allgemein eine systematische gebietsmäßige Abweichung der statischen Messungen von 3 bis 4 mgal für die entfernteren Gebiete als möglich bezeichnet werden muß. Betrachten wir daraufhin die obige tabellarische Zusammenstellung, so ist es tatsächlich augenscheinlich, daß in dem von der Basis entferntesten nördlichen Teil des Vermessungsgebietes (etwa nördlich der Breite von Schwerin) die statischen Schwerewerte um einen Betrag von durchschnittlich etwa 3 bis 4 mgal tiefer liegen als die Pendelwerte. Außer der Möglichkeit, diese Differenz auf systematische Fehler der statischen Vermessung zurückzuführen, gibt es aber noch eine zweite Erklärungsmöglichkeit (siehe S. 16).

Die im übrigen festgestellten Abweichungen zwischen den statischen Meßwerten und den Pendelwerten sind meines Erachtens in der Hauptsache auf die Unsicherheit der letzteren zurückzuführen. Bei den groben Fehlern wie b. Z. Güstrow, Parchim, Havelberg, welche durch mehrere Meßreihen kontrolliert worden sind, ist ein Zweifel nicht möglich*); aber auch für die übrigen Unterschiede ist es anzunehmen.

Es wäre dann zu untersuchen, ob diese Fehler der Pendelwerte regellos oder systematischer Art sind, d. h. sich einzelnen Meßreihen zuordnen lassen. Dafür liegen aber nur für die lange Messungsreihe von 1924 und für die beiden Reisen von 1925 eine genügende Anzahl von statischen Anschlüssen an die Pendelstationen vor. Die lange Messungsreise von 1924 läßt etwas Systematisches nicht oder nur sehr unsicher erkennen (eventuell die Stationen 3 bis 6 und 25 bis 42); der erste von Flotow vermessene Teil der Meßreihe zeigt stärkere Abweichungen als der zweite von Berroth vermessene Teil, ebenso die erste Messungsreise von 1925 von Flotows. Betrachten wir die zweite von Berroth ausgeführte Pendelreise von 1925, so ist folgendes auffallend: Die ersten Stationen stimmen recht gut mit den statischen Meßwerten überein, die Punkte 7 bis 14 zeigen eine systematische Abweichung von etwa 4 mgal, die folgenden Punkte dann wieder eine ziemlich gute Übereinstimmung. Es wäre also möglich, daß die Pendel während der Reise einen Sprung erlitten haben, der später wieder kompensiert wurde, so daß die Anschlußmessung in Potsdam wieder mit dem ersten Anschluß übereinstimmte. Derartige Sprünge sind verschiedentlich von Pendelbeobachtern festgestellt worden. Nun

*) Daß Pendelstationen erheblich fehlerhaft sein können, wurde bereits mit dem einfachen Versuchsinstrument im September 1934 beim Anschluß der Station Rickensdorf an benachbarte Stationen — gleichzeitig und unabhängig von Messungen A. Schleuseners mit dem Thyssen-Gravimeter — festgestellt.

liegen aber die Punkte 7 bis 14 gerade in dem nördlichen entferntesten Teil des Meßgebiets; es ist also für die systematischen Abweichungen zwischen Pendel und statischem Schweremesser sowohl diese letztere als auch die oben erwähnte Erklärung möglich.

In dem statischen Meßprofil Stendal—Magdeburg—Braunschweig—Celle—Stendal sind die statischen Messungen an eine Anzahl neuerer Pendelstationen, die im letzten Jahre vom Geodätischen Institut vermessen worden sind, angeschlossen; jedoch liegen deren endgültigen Ergebnisse ebenfalls noch nicht vor. Dagegen lassen sich noch folgende Anschlüsse von statischen Messungen an Pendelstationen mit zum Vergleich heranziehen: Es handelt sich um die gravimetrische Vermessung, welche von meinem Bruder mit einem zweiten Instrument im September 1935 in privatem Auftrage ausgeführt wurde*).

Station	Pendelwert		Stat. Meßwert $g'_0 - \gamma_0$	Differenz, stat. Wert— Pendelwert
	$g''_0 - \gamma_0$	Beob.		
(Ummern)	+ 16.1	Beob. IV 1934	+ 10.8	+ 1.8)
Beedenbostel			+ 7.2	— 5.8
Wathlingen			+ 3.4	— 2.6
(Neuhaus)			+ 10.4	+ 2.4)
(Metzingen)			+ 9.9	+ 4.9)
(Ütze)		Beob. I 1934	+ 6.9	— 5.4)
Gr. Himstedt			+ 14.3	+ 5.4
(Bierbergen)			+ 12.5	+ 4.6)
(Immensen)		Beob. II 1934	+ 15.4	+ 2.2)
Wesendorf		Flotow 1923	+ 8.2	— 7.9
(Lindwedel)		Beob. V 1934	— 1.2	{ + 6.4
		Beob. VI 1934		{ + 0.1
Scharrel		Beob. IV 1934	+ 11.4	— 0.6

Die eingeklammerten Stationen sind, da statische und Pendelpunkte nicht zusammenfallen, nur bedingt zu bewerten. Als Basis der statischen Messungen wurde das Mittel aus den zehn Pendelwerten gewählt; das außerhalb der übrigen liegende Meßprofil wurde an das Mittel aus den Stationen Lindwedel und Scharrel angeschlossen. Aus den von mir geprüften statischen Meßergebnissen — den Wiederholungen in verschiedenen Meßreihen, den Anschlüssen, den Schlußfehlern in sich geschlossener Meßwege — kann man auf einen mittleren Fehler der statischen Meßwerte schließen, der ± 1 mgal gut erreicht. Demnach würden die in der obigen Tabelle zum Ausdruck kommenden Unstimmigkeiten zwischen statischen und Pendelwerten in der Hauptsache auf Fehler der Pendelmethode zurückzuführen sein.

Bei der Betrachtung der Differenzen zwischen statischen und Pendelwerten ist zu beachten, daß in ihnen sowohl der mittlere Fehler der statischen als auch derjenige der Pendelmethode enthalten ist. Indem wir den ersteren zu ± 1 mgal,

*) Veröffentlicht mit freundlicher Genehmigung des Auftraggebers.

den letzteren zu ± 2 mgal*) annehmen, ergibt sich aus den obigen Zusammenstellungen — wenn wir von den groben Pendelfehlern in Güstrow, Havelberg und Parchim und der systematischen Abweichung in der Messungsreihe von 1925 absehen —, daß die festgestellten Abweichungen das erlaubte Maß nicht allzu häufig überschreiten, und zwar scheinen die Pendelmessungen von 1934 trotz der Vervollkommung der Apparatur an Meßsicherheit den älteren Messungen etwas nachzustehen.

Zusammenfassend möchte ich aus den Vergleichen in bezug auf die *Genauigkeit der Pendelbeobachtungen* als vorläufiges Urteil folgern: Pendelmessungen können die ihnen zugeschriebene Genauigkeit von ± 2 mgal auch während einer längeren Beobachtungsreise erreichen; es treten jedoch zuweilen erhebliche Fehler infolge unbekannter Ursachen auf, welche teils unregelmäßig sind, teils eine während mehrerer aufeinanderfolgender Punkte systematische Abweichung verursachen. Da diese Fehler aber verhältnismäßig oft vorkommen und nur durch häufigen Anschluß an die Ausgangsstation vermindert werden können, ist es, um eine Pendelstation mit einer Genauigkeit von innerhalb ± 1 mgal gesichert zu vermessen, erforderlich, die Messung des Schwereunterschieds Basisstation—Feldstation mehrfach zu wiederholen.

Genauere Fehlerberechnungen aus den obigen Daten erscheinen mir als verfrüht, da es sich noch um die ersten praktischen Vergleichsmessungen von Pendel und statischem Schweremesser handelt. Mit dem Fortschreiten der gravimetrischen Landesvermessung wird sich in nächster Zeit für die Beurteilung dieser Fragen beträchtliches Beobachtungsmaterial ansammeln**).

d) *Schlußfolgerungen in bezug auf Anlage und Durchführung gravimetrischer Landesvermessungen.* Die erörterte gravimetrische Vermessung ist die erste zusammenhängende Vermessung eines größeren Gebiets, welche mit dem ersten vollständigen statischen Feldinstrument ausgeführt worden ist. Naturgemäß kann sie noch nicht als Muster für weitere gravimetrische Landesvermessungen angesehen werden. Dazu waren noch zu viel Fragen instrumenteller und methodischer Art zu klären und auszuprobieren, welche besonders im ersten Teil der Messungen hinderten und häufig eine Änderung in der Methode der Durchführung bewirkten, so daß von einer planmäßigen Anlage und Ausführung der Vermessung noch nicht die Rede sein konnte. Vielmehr wurden die einzelnen Meßprofile zunächst ohne besondere

*) Darauf, daß die äußere wirkliche Meßgenauigkeit der Pendelmethode nicht mit dem von Pendelbeobachtern häufig errechneten mittleren Fehler gleichzusetzen ist, wurde bereits von anderen Autoren, die sich praktisch mit Pendelmessungen befaßten, hingewiesen [vgl. K. Mader u. R. Nerz: Vergleich von Pendel- und Drehwaagemessungen. *Gerl. Beitr. z. Geophys.* **41**, Heft 4 (1934)]. Die Genauigkeit der Pendelstationen wird hier zu ± 2.0 mgal angegeben; man vergleiche auch die dort festgestellten Unterschiede zwischen Pendel- und Drehwaagemessungen.

) Es sei in diesem Zusammenhang auf die Ergebnisse hingewiesen, zu welchen A. Schleusener [Erdöl u. Kohle **11, Nr. 36 (1936)] auf Grund des Vergleiches von Messungen mit dem Thyssen-Gravimeter an 104 Pendelstationen kommt.

Regel durcheinander gelegt; Unterschiede zwischen Punkten erster und zweiter Ordnung wurden noch nicht gemacht, und dergleichen. Erst am Ende der Messungen wurden zur Kontrolle der Verbindung der einzelnen Meßreihen miteinander die Anschlüsse nochmals vermessen, ebenso die Gebiete, in welchen geologisch wichtigere Schwerestörungen festgestellt worden waren, um auf diese Weise die Ergebnisse der Vermessung genügend zu sichern. Die Vermessung hat die erforderlichen praktischen Erfahrungen gebracht, sowohl in instrumenteller als auch in methodischer Hinsicht, so daß wir daraus hinreichend sichere Schlußfolgerungen in bezug auf die gravimetrische Vermessung eines Landes mit dem statischen Schwere-messer, was ihre Geschwindigkeit, Genauigkeit und Kosten anbetrifft, ziehen können.

Die jetzige *Leistungsfähigkeit des statischen Schweremessers*, von der wir als Grundlage ausgehen, ist etwa folgende: Bei einem Punktabstand von durchschnittlich 3 km an gut befahrbaren Straßen beträgt bei einmaliger Wiederholungsmessung an jedem Meßpunkt und einer täglichen Arbeitszeit von durchschnittlich 8 Stunden die mittlere monatliche Leistungsfähigkeit mit einem Instrument etwa 150 bis 200 Stationen, wobei die Genauigkeit des einzelnen Meßpunktes im allgemeinen innerhalb von ± 1 mgal liegt*). Die Kosten sind auf höchstens 15 bis 20 RM pro Meßpunkt zu veranschlagen**). Für Detailvermessungen, die einen geringeren Punktabstand und eine höhere Meßgenauigkeit erfordern, kann diese durch häufigere Wiederholungen auf ± 0.2 bis 0.4 mgal gesteigert werden***).

Bei gravimetrischen Vermessungen, soweit sie für ausgesprochen geologisch-bergmännische Zwecke ausgeführt werden, können wir unterscheiden zwischen *gravimetrischen Großaufnahmen* und *Detailvermessungen*. Während die ersteren der Erforschung verdeckter geologischer Großformationen, die sich über große Gebiete erstrecken, dienen, verfolgen die letzteren das Ziel, bergbaulich besonders wichtige lokale Formationen genauer zu erforschen.

Betrachten wir zunächst mal die letzteren, so ist es natürlich, daß ein Maximum an Genauigkeit anzustreben ist, denn je genauer die Punkte vermessen sind und je enger das Punktnetz ist, um so mehr Feinheiten wird man aus dem Isanomalenbild herauslesen können. Je größer die Meßgenauigkeit wird, um so mehr treten aber

*) Die Meßgeschwindigkeit läßt sich naturgemäß unter günstigen Bedingungen und längerer Arbeitszeit, z. B. mit Beobachterwechsel, beträchtlich steigern.

**) Bei der Berechnung dieser Kosten sind die Unkosten eines staatlichen Instituts zugrunde gelegt: 1. Kosten des Apparatetransports (d. h. Miete des Kraftwagens einschließlich Kraftwagenführers). 2. Unterkunft, Verpflegung und Gehalt von zwei Stationsgehilfen (Beobachtern). 3. Unterkunft und Verpflegung des Truppführers (der eventuell auch entb. hrt werden kann). 4. Laufende Betriebsunkosten (Eis, Kartenmaterial u. dgl.). Da die Berechnungsarbeiten vom Truppführer im Gelände selbst vorgenommen werden, so entstehen hierfür besondere Kosten nicht.

***)) Die Leistungsfähigkeit und Unkosten sind für Detailvermessungen von Fall zu Fall sehr verschieden, da hierbei nicht nur Transporte auf schlechten Wegen, sondern zuweilen auch durch offenes Gelände erforderlich werden, welches vor allen Dingen geländegängige Kraftwagen für den Apparattransport voraussetzt.

die Geländekorrektionen als zusätzliche Mehrarbeit hinzu, d. h. es ist nicht nur ein Nivellement der Meßpunkte, sondern auch eine Berechnung der Korrektion wegen der Unebenheiten des Geländes erforderlich. Dieser Fall tritt im allgemeinen ein, wenn die Meßgenauigkeit ungefähr einige Zehntel mgal beträgt. Damit sind wir aber auch schon in dem *Anwendungsgebiet der Eötvösschen Drehwaage*. Besonders die Kombination von Drehwaage und statischem Schweremesser, der mit einer Genauigkeit von etwa ± 0.2 bis 0.5 mgal für Detailvermessungen eine große Meßgeschwindigkeit verbindet, bedeutet für die gravimetrische Aufschlußmethode eine erhebliche Beschleunigung und Verbilligung: Durch die schnelle Vermessung des Untersuchungsgebietes mit dem statischen Schweremesser findet man in kurzer Zeit die gravimetrische Gesamtstruktur des betreffenden Gebietes und kann dann die Drehwaage in den Teilen ansetzen, welche irgendwie besonders wichtig sind und scharf herausgearbeitet werden sollen.

Für *gravimetrische Großaufnahmen**) genügt eine geringere Genauigkeit, doch ist hier der Punktabstand von entscheidender Bedeutung, besonders in gravimetrisch so mannigfaltig gestörten Gebieten wie z. B. Norddeutschland. Wo man nun in bezug auf Punktabstand und Genauigkeit die Grenze zwischen Großaufnahme und Spezialvermessung setzt, ist davon abhängig zu machen, ob die Schwerstörungen des Vermessungsgebietes einen mehr gleichmäßigen oder komplizierteren Verlauf besitzen. Für unsere Verhältnisse in Deutschland scheint mir die für die gravimetrische Landesvermessung bisher angesetzte Genauigkeit von ± 1 mgal bei einem Punktabstand von 3 bis 5 km längs den Fahrstraßen richtig gewählt zu sein. Das entspricht auch ungefähr dem, was meßtechnisch unter Berücksichtigung von Meßgeschwindigkeit und Preisfrage für den statischen Schweremesser am günstigsten ist. Darüber hinausgehende Genauigkeiten und engere Punktabstände können dann den Spezialaufnahmen überlassen werden. Es fragt sich nun, wie weit es nach dem heutigen Stande der gravimetrischen Meßtechnik noch berechtigt ist, die *Pendelmethode* für gravimetrische Landesvermessungen mit heranzuziehen. Es kommen der hohen Kosten wegen nur große Punktabstände in Frage, zumal die geforderte Meßsicherheit nur durch Wiederholungen zu erreichen ist. Der ursprüngliche Plan, mit dem Pendel ein weitmaschiges Netz von Vermessungspunkten erster Ordnung zu schaffen, zwischen welchen die Punkte zweiter Ordnung mit dem statischen Schweremesser eingehängt werden, ist wegen seiner Unwirtschaftlichkeit wohl als überholt anzusehen. Viel vorteilhafter ist es, wenn man die Punkte erster Ordnung mit dem statischen Schweremesser schafft. Bei der Überbrückung großer Entfernungen mit dem statischen Schweremesser ist man auf sukzessive Anschlüsse angewiesen. Die Frage bis zu welchen Entfernungen man auf diese Weise kommen kann, ohne daß die systematischen Fehlereinflüsse die Grenze von ± 1 mgal überschreiten, ist

*) Man könnte noch als weitere Einteilung die gravimetrischen *Übersichtsmessungen*, welche mit größerem Punktabstand (über 10 km) und geringerer Genauigkeit (etwa ± 2 bis 4 mgal), hinzufügen. Doch kommen diese nur für große, gravimetrisch noch unerforschte Gebiete (z. B. Rußland, Amerika) in Frage.

noch offen, da Versuche in dieser Beziehung noch nicht angestellt worden sind. Tatsächlich hat die diesjährige Vermessung gezeigt, daß man — obwohl der Plan der Vermessung ursprünglich nicht darauf angelegt worden war — Entfernungen bis rund 200 km (z. B. Dalberg, Zarrentin) überbrücken kann, ohne daß die Abweichungen von den Pendelstationen sehr erheblich wurden. Der sich aus der Ungenauigkeit des Skalenwerts ergebende einseitige Fehler spielt nur eine Rolle (die Genauigkeit des Skalenwerts kann durch einige Wiederholungen wohl auf $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}\%$ gesteigert werden) wenn der Schwereunterschied gegen die Basisstation mehr als 180 bis 200 mgal beträgt, also hauptsächlich bei großen Höhenunterschieden und bei Abständen in nord-südlicher Richtung von der Ausgangsstation. Die aus der Summierung der Anschlußfehler (durch eine einzelne Messungsreihe lassen sich Entfernungen von etwa 60 bis 100 km überbrücken) herrührenden systematischen Fehler können durch richtige Wiederholungen bzw. durch Messungen längs verschiedenen Wegen sehr herabgemindert werden. Ich halte daher bei richtiger Anlage und Durchführung eine Vermessung mit dem statischen Schweremesser bis zu 200 bis 300 km Abstand von der Basisstation für möglich, ohne daß die systematischen Fehler das erlaubte Maß überschreiten. Zur Kontrolle wird es jedoch vorläufig noch das zweckmäßigste sein, die Abstände der Basispunkte nicht größer als etwa 300 km zu wählen.

Als Folgerungen aus diesen Überlegungen ergibt sich für die *Anlage und Durchführung einer gravimetrischen Landesvermessung folgender Plan*:

1. *Basispunkte*: Es werden mit Hilfe von Pendelmessungen durch direkten Anschluß an die Zentralstation des Landes (Geodätisches Institut in Potsdam) Basispunkte in durchschnittlichen Abständen von 300 km geschaffen. Die Lage dieser Basisstation ist am günstigsten in der Nähe der Kreuzungspunkte der Hauptautostraßen, damit sie leicht und ohne große Umwege für die weiteren Anschlüsse erreichbar sind. Die Basispunkte müssen, entsprechend ihrer Bedeutung als Fundamentalpunkte, durch mehrfache Wiederholung der Messung Basispunkt-Zentralstation hinreichend gesichert sein. Die Kosten eines Basispunktes sind dementsprechend auf 800 bis 1000 RM zu veranschlagen.

2. *Punkte erster Ordnung*: Die Punkte erster Ordnung werden mit dem statischen Schweremesser gemessen und zwar in der Weise, daß die Basispunkte längs den Hauptautostraßen miteinander verbunden werden. Als mittlerer Punktabstand erscheint 3 bis 4 km als passend. Die Messungsreihen werden mindestens einmal (bei auftretenden Unstimmigkeiten noch ein zweites Mal) wiederholt, wobei die Anschlüsse bei der Wiederholung möglichst in die Mitte der vorigen Meßreihen gelegt werden. Die Wiederholungen bzw. die Schlußfehler geben dann ein sicheres Urteil über die Genauigkeit der Punkte erster Ordnung, die ebenfalls unbedingt innerhalb von ± 1 mgal liegen muß. Die Kosten eines Punktes erster Ordnung würden sich demnach auf 30 bis 50 RM belaufen.

3. *Punkte zweiter Ordnung*: Als Punkte zweiter Ordnung bezeichnet man schließlich die Meßpunkte in den dazwischenliegenden Gebieten des Landes, welche man

mit dem statischen Schweremesser durch einfache Meßreihen erhält, die an Punkte erster Ordnung (möglichst doppelt, am Anfang und am Ende jeder Meßreihe) angeschlossen werden. Die Kosten eines Punktes zweiter Ordnung betragen etwa 15 bis 20 RM.

Detailvermessungen an besonderen geologischen Objekten, ebenso Drehwaagemessungen, können dann an die Punkte erster und zweiter Ordnung angeschlossen werden.

Anmerkung: Nachdem die Entwicklung des statischen Schwermessers in dem vierfachen vollständigen Feldinstrument zu einer hinreichenden Vervollkommenung geführt hat, haben die Askania-Werke, Berlin-Friedenau, den fabrikmäßigen Bau des Instruments übernommen, und stellen sowohl Instrumente her für Messungen auf festem Lande als auch Instrumente für Messungen auf fahrenden Schiffen (vgl. Zeitschr. f. Geophys. 1935, Heft 1/2), wobei der technische Bau erheblich verbessert wird.

Quarzuhren

Bericht von W. Uhink in Potsdam

Angaben über den grundsätzlichen Aufbau einer Quarzuhr. Die Untersuchung der inneren Genauigkeit hat die Überlegenheit über beste Pendeluhrn gezeigt. Die Untersuchung der äußeren Genauigkeit hat einen Effekt geliefert, der wohl durch eine Ungleichförmigkeit der Erdrotation hervorgerufen sein kann.

Auf allen Gebieten der Meßtechnik ist in den letzten Jahren eine immer weiter getriebene Genauigkeit erstrebt und zum Teil erreicht worden. Die Zeitmessung hatte nicht immer mit den Fortschritten auf anderen Gebieten Schritt halten können. Einmal lag das daran, daß naturgemäß astronomische Zeitbestimmungen nur eine Genauigkeit von höchstens 0.01^s haben können und daß andererseits eine Häufung von Zeitbestimmungen zur Steigerung der Genauigkeit nur dann Zweck hat, wenn die so erhaltene höhere Genauigkeit über Schlechtwetterperioden hinweg mit einer Uhr festgehalten werden kann. Deshalb haben sich die Bestrebungen, die Genauigkeit der Zeitmessung zu steigern, auf die Verbesserung der Uhren gerichtet. Die beachtenswerten Erfolge in der Verbesserung der Pendeluhrn (Shortt, Schuler) werden jedoch noch übertroffen durch die von Scheibe und Adelsberger in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entwickelten Quarzuhren*). Das Geodätische Institut Potsdam hat auf Veranlassung seines Direktors E. Kohlschütter in eigener Werkstatt vier solcher Uhren nach Scheibe und Adelsberger gebaut, von denen zwei seit April 1934 in Betrieb

*) A. Scheibe u. U. Adelsberger: Die technischen Einrichtungen der Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik **43**, 37—47, 1934.

sind, während die beiden anderen gerade jetzt fertiggestellt worden sind. Im folgenden soll kurz über die Erfahrungen mit den beiden ersten Uhren des Geodätischen Instituts und über ihre Genauigkeit berichtet werden.

Der wesentlichste Teil einer Quarzuhr ist ein quarzgesteuerter Röhrensender. Der stabförmige Steuerquarz wird durch geeignete Elektroden in seiner zweiten longitudinalen Eigenschwingung von 60000 Hertz erregt. Die Temperaturabhängigkeit der gewählten Quarzform ist bei etwa 36° C praktisch gleich Null, weil die Temperatur/Frequenzkurve hier ein flaches Maximum hat. Der Quarz wird daher in einem Thermostaten mit einer Genauigkeit von $\pm 0.002^{\circ}$ C auf 36° gehalten, so daß thermische Einflüsse nicht mehr merklich werden können. Die von dem Steuersender gelieferte Energie des Anodenschwingungskreises wird einem auf dieselbe Frequenz abgestimmten zweistufigen Verstärker zugeführt. Diese hohe Frequenz ist zur technischen Verwendung nicht geeignet. Deshalb sind drei Frequenzteilerstufen angekoppelt, die mit den Untersetzungsverhältnissen 6:1, 10:1, 4 bzw. 2:1 nacheinander die Frequenzen 10000, 1000, 250 bzw. 500 Hertz erzeugen. Jede Frequenzteilerstufe besteht im Prinzip aus einem induktiv rückgekoppelten Röhrensender. Das Gitter der Röhre liegt in einem auf die hohe, zu teilende Frequenz abgestimmten Schwingungskreis, der Anodenkreis ist auf die gewünschte, kleinere Frequenz abgestimmt. Mit der Frequenz 250 bzw. 500 Hertz der letzten Stufe läßt sich über eine Koppelungsspule ein Synchronmotor treiben, der bei geeigneter Wahl der Polzahl alle 1^s oder 3^s einen Kontakt gibt. Es muß an dieser Stelle genügen, nur ganz kurz das Grundsätzliche im Aufbau der Quarzuhren erwähnt zu haben.

Die im Geodätischen Institut durchgeführten Genauigkeitsuntersuchungen erstrecken sich auf die durch Vergleichung von zwei Uhren ermöglichte Bestimmung der inneren Genauigkeit der Uhrangaben, unabhängig von astronomischen Zeitbestimmungen, auf den Vergleich ebenso bearbeiteter Uhrangaben vorzüglicher Pendeluhren und auf die Bearbeitung längerer Zeiträume mit jeder Uhr einzeln, aus der sich die äußere Genauigkeit hätte ergeben sollen.

Als Maß für die Gangleistung einer Uhr wird die mittlere tägliche zufällige Gangschwankung δ benutzt. Diese Größe läßt sich unabhängig von Zeitbestimmungen aus den Standunterschieden von zwei etwa gleichwertigen Uhren ermitteln. Für die Quarzuhren des Geodätischen Instituts fand sich im Mittel

$$\delta_Q = \pm 0.00085^s.$$

Für zwei Pendeluhren, die als besonders leistungsfähig und für eine besonders günstige Zeit ausgewählt wurden, fand sich

$$\delta_P = \pm 0.0021^s.$$

Ein weiterer Genauigkeitsvergleich zwischen Quarz- und Pendeluhren wurde in folgender Weise durchgeführt. Es wurden Dekadenmittel der Standdifferenzen von je 2 Quarz- und Pendeluhren gebildet und diese nach einem Ansatz von der Form

$$U_1 - U_2 = a_0 + (g_1 - g_2) t + (c_1 - c_2) t^2$$

ausgeglichen, wobei t die Zeit, U die Uhrstände, g die Gänge und c die Gangänderungen bedeuten. Für die Quarzuhren ergab sich, daß innerhalb 150 Tagen die übrig bleibenden Fehler der Ausgleichung im Höchstfall 0.014^s erreichen, während im besonders ausgesuchten günstigsten Fall innerhalb 140 Tagen der größte Restfehler bei den Pendeluhrn 0.040^s beträgt. Auch sind die Fehler bei den Pendeluhrn wesentlich unregelmäßiger.

Da sich die Standdifferenzen für längere Zeiträume sehr eng ausgleichenden Parabeln anschließen, sollte man erwarten, daß dies für die Stände der Uhren einzeln ebenfalls der Fall ist, so weit die Uhrstände nicht durch die Fehler in den Zeitbestimmungen selbst entstellt sind. Um den Einfluß der einzelnen Zeitbestimmungen herabzudrücken, sind deswegen die aus kurzen Ausgleichungen erhaltenen täglichen Uhrstände wiederum zu Dekadenmitteln zusammengefaßt worden. Als Ergebnis fand sich übereinstimmend für beide Quarzuhren, daß gegenüber einer ausgleichenden Parabel folgende „Fehler“ übrigbleiben:

1934: Mai	2 +	0.25 ^s	1934: Dez.	28 +	0.10 ^s
Juni	1 +	3	1935: Jan.	27 +	14
Juli	1 —	15	Febr.	26 +	17
Juli	31 —	20	März	28 +	10
Aug.	30 —	16	April	27 +	2
Sept.	29 —	9	Mai	27 —	9
Okt.	29 —	2	Juni	26 —	22
Nov.	28 +	3			

Eine entsprechende Bearbeitung der Quarzuhrgänge nach etwas anderen Gesichtspunkten ergab, ebenfalls für beide Quarzuhren übereinstimmend, daß die Gänge gegenüber einer ausgleichenden Geraden die „Fehler“ übriglassen:

1934: Mai	15 —	0.0045 s/d	1934: Dez.	11 +	0.0022 s/d
Juni	14 —	36	1935: Jan.	10 +	11
Juli	14 —	3	Febr.	9 +	4
Aug.	13 +	32	März	11 —	28
Sept.	12 +	35	April	10 —	32
Okt.	12 +	31	Mai	10 —	43
Nov.	11 +	18	Juni	9 —	47

Man überzeugt sich leicht, daß mit beiden Angaben sachlich dasselbe ausgedrückt ist.

Es ist nun ohne weiteres klar, daß die übrigbleibenden „Fehler“ der Uhrstände oder der Uhgänge nicht durch die Zeitbestimmungen erklärt werden können. Da beide Uhren dasselbe Ergebnis liefern, kann die Erklärung nicht in den Uhren gesucht werden, weil Temperatureinflüsse nach den oben gemachten Ausführungen nicht in Frage kommen können. Es ist kaum eine andere Deutung möglich, als daß die gefundenen „Fehler“ durch eine Ungleichmäßigkeit in der Erdrotation*) hervorgerufen wird. Wenn auch in diesem Fall die maximale

*) J. Jackson: Shortt Clocks and the Earth's Rotation. Monthly Notices 89, 239ff., 1929.

tägliche Änderung der Rotationsgeschwindigkeit nur 0.00025^s betragen würde (etwa im Juli 1934), so summieren sich doch diese Gangänderungen zu Standfehlern von 0.2^s bis 0.3^s auf. — Es sei noch kurz darauf hingewiesen, daß die wegen der Polhöschwankungen anzubringenden Stand- bzw. Gangkorrekturen bei weitem nicht ausreichen, um den gefundenen Effekt zu erklären.

Es kann jedenfalls als sicher gelten, daß die Gangleistungen der Quarzuhren Effekte aufzufinden gestatten, die bisher durch die Gangschwankungen auch der besten Pendeluhrn fast stets verdeckt worden sind. Damit ist ein ganz wesentlicher Fortschritt in der Zeitmessung erzielt worden, der z. B. schon den praktischen Nutzen gebracht hat, daß die Beobachtungszeit für die Pendelmessungen zur geophysikalischen Reichsaufnahme ohne Einbuße an Genauigkeit wesentlich verkürzt werden konnte. — Wegen Einzelheiten muß auf einen ausführlichen in den *Astronomischen Nachrichten* Nr. 6167/68 soeben erschienenen Aufsatz von Pavel und Uhink verwiesen werden.

Potsdam, den 20. Dezember 1935.

Die potentialtheoretischen Grundlagen der Lehre von der Isostasie

Von F. Hopfner, Wien

Bemerkungen zu einigen in letzter Zeit erhobenen Einwänden und Schlüsse auf die Massenkompensation in der Erdkruste auf Grund der Verteilung der Undulationen nach Ackerl und Hirvonen.

1. Ackerls Darstellung der Schwerkraftwerte durch eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe ist allgemein bekannt. Meines Wissens ist gegen die Existenz dieser Entwicklung keinerlei Einwand erhoben worden, obwohl Ackerl mit dieser Entwicklung eine nichtharmonische Funktion durch eine Reihe von harmonischen Funktionen darstellte. Vergewährtigen wir uns die Entstehung der Entwicklung. Ihr liegen die Randwerte der Schwerkraftbeschleunigung am Geoid zugrunde, also die Werte einer Funktion, die als Ortsfunktion am Geoid nicht harmonisch ist. Von diesen Randwerten kann vorausgesetzt werden, daß sie jene Bedingungen erfüllen, die zur Darstellung der Funktionswerte durch eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe hinreichen. Was leistet die Reihe? Sie stellt die Schwerkraftwerte am Geoid interpolatorisch dar: niemand wird von dieser Darstellung fordern, daß sie auch die Poissonsche Gleichung erfülle, obwohl wir wissen, daß die Schwerkraftbeschleunigung als Ortsfunktion am Geoid jene Gleichung überall im Erdinnern — von den Unstetigkeitsstellen der Dichte abgesehen — befriedigt.

Es kann kein Zweifel bestehen, daß auch gegen eine solche interpolatorische Darstellung jener Randwerte kein Einwand erhoben werden könnte, die die

Potentialfunktion der Erde am Geoid annimmt. Ich kann daher jenen Einwand nicht gelten lassen, der der Entwicklung der Potentialfunktion der Erde in eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe die Existenz am Geoid absprechen will*). In der Tat geht nämlich die im Außenraum der Erdmasse bestehende Darstellung der Potentialfunktion durch eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe am Geoid in eine interpolatorische Darstellung der Randwerte dieser Funktion über. Diese Erkenntnis kann einem in dieser Zeitschrift von mir veröffentlichten Artikel entnommen werden**).

Die Beantwortung der Frage nach der Figur des Geoids wird durch die partielle Differentialgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2}{a}T + g - \gamma = 0$$

vermittelt, bei deren Ableitung Größen von der Ordnung des Quadrats der Abplattung vernachlässigt worden sind.

Wir denken uns um den Erdschwerpunkt eine Kugel vom Radius a_1 derart beschrieben, daß sie in keinem ihrer Punkte die Erdmasse schneidet. Von dem partikulären Integral T_1 der Differentialgleichung wird man alsdann fordern, daß es auf der Kugel und in ihrem Außenraum eine endliche und stetige Funktion des Ortes sei, die die Laplacesche Gleichung $\Delta T_1 = 0$ erfülle und im Unendlichen verschwinde; die Ordnung des Verschwindens wird durch die Wahl der Funktion U in der Kräftefunktion $W = U + T$ bedingt. Ich habe daher der Lösung der Aufgabe a. a. O.***) die Form

$$\frac{T}{a_1} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n^{(1)}}{n-1} \left(\frac{a_1}{r}\right)^{n+1}$$

erteilt; die allgemeinen Kugelfunktionen $Y_n^{(1)}$ werden von der Reihe

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{n=\infty} Y_n^{(1)}$$

geliefert; sie ist die Entwicklung der scheinbaren Schwerkraftstörung $g - \gamma$ auf der Kugel vom Radius a_1 .

Wir denken uns sodann um den Erdschwerpunkt eine Kugel mit dem Radius $a_2 < a_1$ beschrieben; deren Punkte teilweise im Außenraum der Erdmasse, teilweise in ihrem Innern liegen; die Kugel schneidet somit die Erdmasse. Die an das partikuläre Integral T_2 der Differentialgleichung zu erhebenden Forderungen unterscheiden sich von den an die Funktion T_1 gestellten Forderungen nur dadurch,

*) L. Grabowski: Kann die Laplacesche Differentialgleichung für das Schwerkraftpotential auch innerhalb der Erdkruste als erfüllt angesehen werden? Zeitschr. f. Geophys. 10, 322 (1934).

**) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 277 (1933).

***) F. Hopfner: Die praktische Lösung der zweiten Randwertaufgabe der Geodäsie. Zeitschr. f. Geophys. 9, 277 (1933).

daß T_2 im Außenraum der Erdmasse die Laplacesche Gleichung $\Delta T_2 = 0$ und im Masseninnern — von den Unstetigkeitsstellen der Dichte abgesehen — die Poissonsche Gleichung $\Delta T_2 = -4\pi f\rho$ zu erfüllen haben wird.

Ich setze die rechte Seite der Poissonschen Gleichung zunächst ohne Beachtung auf ihre Größenordnung gleich Null. Hierdurch wird T_2 eine harmonische Funktion und ich erhalte hierdurch als Lösung der Aufgabe

$$\frac{T_2}{a_2} = \sum_{n=3}^{n=\infty} \frac{Y_n^{(2)}}{n-1} \left(\frac{a_2}{r}\right)^{n+1}$$

mit

$$g - \gamma = \sum_{n=3}^{n=\infty} Y_n^{(2)},$$

worin $Y_n^{(2)}$ die allgemeine Kugelfunktion in der Entwicklung der scheinbaren Schwerkraftstörung auf der Kugel vom Radius a_2 bedeutet.

Auch dieses partikuläre Integral befriedigt die partielle Differentialgleichung. Was bedeutet es aber? Die Antwort liegt auf der Hand. Es ist eine interpolatorische Darstellung der Funktion T_2 ; es liefert nämlich die Werte von T_2 in den Punkten der Kugel vom Radius a_2 , erfüllt aber nicht die Poissonsche Gleichung. Mit anderen Worten, das partikuläre Integral (2) ist jene Entwicklung von T_2 nach Kugelfunktionen, die sich bei vorgegebenen Werten von T_2 in den Punkten der Kugel vom Radius a_2 herstellen ließe und über deren Existenz kein Zweifel bestehen kann.

Wir kennen das unterscheidende Merkmal zwischen den Funktionen T_1 und T_2 ; die Funktion T_1 ist auf der Kugel vom Radius a_1 und in ihrem Außenraum harmonisch; dagegen ist T_2 auf der Kugel vom Radius a_2 und in ihrem Außenraum nur in jenen Punkten harmonisch, die nicht Punkte der Erdmasse sind. Es ist also die Poissonsche Gleichung $\Delta T_2 = -4\pi f\rho$, wodurch die Scheidung zwischen den Funktionen T_1 und T_2 herbeigeführt wird.

Glücklicherweise ist in den Punkten der Erdkruste die Ordnung der Zahl $4\pi f\rho$ höher als die Ordnung des Quadrates der Abplattung; Größen solcher Ordnung sind schon in der partiellen Differentialgleichung vernachlässigt. Man kann daher auch in den Bedingungen, die T_2 erfüllen soll, solche Größen vernachlässigen, also in den Punkten der Erdkruste $\Delta T_2 = 0$ setzen, und infolgedessen sagen, daß bei Vernachlässigung von Größen der Ordnung des Quadrats der Abplattung die Funktion T_2 mit der Funktion T_1 identisch ist. Mit dieser Annahme werden auch die partikulären Integrale (1) und (2) für $a_1 = a_2$ miteinander identisch, d. h. es ist in den Punkten der Erdkruste praktisch $Y_n^{(1)} = Y_n^{(2)}$; denn sowohl die Funktion T_1 als auch die Funktion T_2 läßt sich in einer und nur einer Weise in eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe entwickeln; wenn daher das die beiden Funktionen unterscheidende Merkmal vernachlässigt werden kann, sind auch die beiden Entwicklungen miteinander identisch.

Wir tragen in die Kräftefunktion $W = U + T$ der Erde das partikuläre Integral (2) ein; wir erhalten hierdurch eine Darstellung der Funktion W , die in

den Punkten der Erdkruste eine interpolatorische Darstellung jener Funktion ist. In diesen Punkten besitzt nämlich die gewählte Darstellung von W keine zweite Ableitung. Hiermit erledigt sich der Einwand jener Kritiker, die für solche Punkte die Poissonsche Gleichung der Funktion W aufstellten und hieraus Widersprüche in der gewählten partikulären Lösung ableiteten. Dagegen möchte ich den Hinweis nicht unterlassen, daß die gewählte Darstellung für W in jedem Punkt des Geoids die erste Ableitung nach der Flächennormalen besitzt.

Schließlich soll noch auf den Einwand zurückgekommen werden, daß die rechte Seite der Poissonschen Gleichung, d. i. $-4\pi f\rho$, eine Dimension besitze und daher mit der reinen Zahl α^2 (Quadrat der Abplattung) nicht verglichen werden könne. Dieser Einwand dürfte nur durch die von mir gewählte Ausdrucksweise hervorgerufen worden sein. Zur Klarstellung weise ich zunächst darauf hin, daß in der partiellen Differentialgleichung genau genommen Größen von der Ordnung $\alpha^2\gamma \sim 10^{-2} \text{ cm sec}^{-2}$, somit Größen der Ordnung von rund 10 Milligal vernachlässigt sind.

Um $4\pi f\rho$, das die Dimension sec^{-2} besitzt, in Milligal ausgedrückt zu erhalten, bilden wir das Produkt von T_2 in den Kugelradius a_2 ; alsdann besitzt nämlich $\Delta(a_2 T_2)$ die Dimension cm sec^{-2} ; wir dividieren sodann $\Delta(a_2 T_2)$ durch die Maßzahl des Radius; setzt man diese Maßzahl mit rund 6.4×10^8 an, so ergibt sich zunächst

$$\Delta T_2 = \frac{\Delta(a_2 T_2)}{6.4 \times 10^8} = - \frac{4\pi f a_2 \rho}{6.4 \times 10^8}.$$

Für die Punkte der Erdkruste ist in runden Zahlen $a_2 = 6.4 \times 10^8 \text{ cm}$, $\rho = 3 \text{ cm}^{-3} \text{ g}$; da noch $f = 6.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-2} \text{ g}^{-1}$ gesetzt werden kann, erhält man aus der vorangehenden Gleichung

$$\begin{aligned} \Delta T_2 &= -4 \times 3.1 \times 6.6 \times 3 \times 10^{-8} \text{ cm sec}^{-2} \\ &= -2.5 \times 10^{-6} \text{ cm sec}^{-2} = -0.0025 \text{ Milligal.} \end{aligned}$$

Es ist somit $4\pi f\rho$ — ausgedrückt in Milligal — von höherer Ordnung als $\alpha^2\gamma$. Dieses Ergebnis habe ich a. a. O.²⁾ — allzukurz, wie ich zugebe — durch die Ungleichung $4\pi f\rho < \alpha^2$ ausdrücken wollen.

2. Nach diesen Bemerkungen möchte ich zu jenen Deutungsversuchen Stellung nehmen, die aus den Senkungen des Geoids über den Kontinenten und seinen Hebungen über den Ozeanen — ich generalisiere in diesem Abschnitte, wie es in der Lehre von der Isostasie schon einmal üblich ist — auf eine isostatische Massenlagerung in der Erdkruste schließen. Es ist gewiß eine auffällige Tatsache, daß sowohl Ackert als auch Hirvonen auf verschiedenen Rechengrundlagen zu qualitativ fast identischen Bildern über die Verteilung der Undulationen gelangt sind. Natürlich sind Hirvonsens Undulationen sehr klein, da er durch Anwendung der Freiluftformel auf die Beobachtungswerte bereits im Vorhinein für kleine Werte der Undulationen vorgesorgt hatte.

Bei Besprechung der potentialtheoretischen Grundlagen der Lehre von der Isostasie in einer vor mehreren Jahren veröffentlichten Abhandlung*) hatte ich — wie damals allgemein üblich — angenommen, daß die Hebungen des Geoids über den Kontinenten und seine Senkungen über den Ozeanen zu vermuten seien und hieraus geschlossen, daß das Schweredefizit über den Festländern und der geringe Schwereüberschuß über den Weltmeeren möglicherweise nur eine Folge des bei der Diskussion der scheinbaren Schwerkraftstörungen übersehenen Terms von Bruns sein könnte. Eine Revision der damaligen Besprechung auf Grundlage der neuen Ergebnisse Ackerls und Hirvonsens scheint mir daher am Platz zu sein.

Wir gehen von der Gleichung

$$g - \gamma = g - \gamma' - \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta$$

aus, die die scheinbare Schwerkraftstörung $g - \gamma$ mit der wahren Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ verbindet. Wenn ζ — die Undulation — sehr klein ist, haben beide Schwerkraftstörungen einerlei Vorzeichen; die an das Vorzeichen der scheinbaren Schwerkraftstörung geknüpften Schlüsse behalten alsdann auch für die wahre Schwerkraftstörung ihre Gültigkeit.

Dieses gleiche Vorzeichen besitzen die beiden Schwerkraftstörungen nach den neuen Ergebnissen über die Verteilung der Undulationen aber im allgemeinen auch dann, wenn wir für ζ so große Werte zulassen, daß der Term von Bruns gegenüber der wahren Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ nicht vernachlässigt werden darf. Da nämlich der Term von Bruns

$$\frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial n} < 0,$$

für Senkungen ($\zeta > 0$) negativ und für Hebungen ($\zeta < 0$) positiv ist, kann für die scheinbare Schwerkraftstörung $g - \gamma$ auf einer Senkung nur dann die Ungleichung $g - \gamma < 0$ gelten, wenn die wahre Schwerkraftstörung die Ungleichung

$$g - \gamma' < - \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta$$

befriedigt, also auch negativ ist. Auf einer Hebung kann die Ungleichung $g - \gamma > 0$ nur dann bestehen, wenn die wahre Schwerkraftstörung

$$g - \gamma' > \frac{\partial \gamma}{\partial n} \zeta,$$

also positiv ist.

Nach Ackerl erreichen die Undulationen des Geoids vielfach Beträge von ± 400 m und darüber. Seine größten Senkungen liegen in Tibet und im Himalaya, in Zentralafrika und über den Rocky Mountains, hingegen seine größten Hebungen über den Weltmeeren.

*) F. Hopfner, Zur Begründung der Lehre von der Isostasie, Gerlands Beitr. z. Geophys. 22, 115 (1929).

Da die Beobachtungen für die scheinbare Schwerkraftstörung $g - \gamma$ negative Werte hauptsächlich über den Kontinenten und positive Werte über den Ozeanen ergeben haben, dürfen wir auf Grund der vorangehenden Überlegungen schließen, daß auch die wahre Schwerkraftstörung $g - \gamma'$ daselbst im großen und ganzen negativ bzw. positiv ist. Hierdurch gewinnen die Schlüsse, die man an die regionale Vorzeichenverteilung der scheinbaren Schwerkraftstörung $g - \gamma$ geknüpft hat, an Wahrscheinlichkeit.

Indessen kommt diesen Schlüssen dennoch keinerlei Beweiskraft für das Bestehen einer isostatischen Massenordnung in der Erdkruste zu. Denn wie ich in einer kürzlich erschienenen Abhandlung*) gezeigt habe, läßt sich durch eine andere Wahl des Niveausphäroids unschwer ein Vorzeichenwechsel in den Undulationen herbeiführen. Es liegt an der Vieldeutigkeit des Umkehrproblems der Potentialtheorie, daß aus den Erscheinungen im Schwerfeld der Erde allein keinerlei Beweismittel für die Lehre von der Isostasie beigebracht werden können.

Es ist nur eine einzige Tatsache, die nicht leicht anders als im Sinne der Lehre von der Isostasie gedeutet werden kann, nämlich die Tatsache, daß auch nach den Ergebnissen Ackerls die Undulationen des Geoids verhältnismäßig recht klein sind. Geht man nämlich bei synthetischen Untersuchungen über die Größe der Undulationen von der Annahme aus, daß die dem Niveausphäroid aufgesetzten Massen nicht kompensiert sind, so erhält man, wie die Arbeiten Maders und vor ihm die Untersuchungen Bruns erkennen lassen, Werte für die Undulationen, die die von Ackerl berechneten Werte beträchtlich überschreiten. Aber natürlich können nur Erfahrungstatsachen, die nicht dem Schwerfeld der Erde entnommen sind, die Vermutung über eine vielleicht vorhandene Massenkompensation zur vollen Gewißheit erheben, zumal da auch für die Kleinheit der Undulationen andere Erklärungsmöglichkeiten zweifellos in Frage kommen.

Ein Hilfsapparat zur harmonischen Analyse

Von **F. Reuter**, Obersuhl — (Mit 1 Abbildung.)

Bei der harmonischen Analyse leisten gute Dienste die bekannten „Rechen-tafeln zur harmonischen Analyse“ und der „Handweiser zur harmonischen Analyse“ von L. W. Pollak. Die Bestimmung zahlreicher Amplituden und Phasen einer meteorologischen Welle (Luftdruck) aus den berechneten Komponenten (p, q) der Schwingungsvektoren kann man aber, um Zeit zu sparen, auf graphischem Wege durch vektorielle Addition vornehmen. Aus diesem Grunde wurde der in Fig. 1 dargestellte Apparat konstruiert und gebaut.

*) F. Hopfner: Die Relativität der Undulationen, Zeitschr. f. Geophys. 10. 279 (1934).

Der Apparat ist auf zwei gegeneinander verschraubten Sperrholzplatten von 8 mm Dicke und 1.10 m im Quadrat befestigt. In der Mitte ruht eine aufgeschraubte halbkreisförmige Metallplatte mit einer vierfachen Winkелеinteilung. Die erste

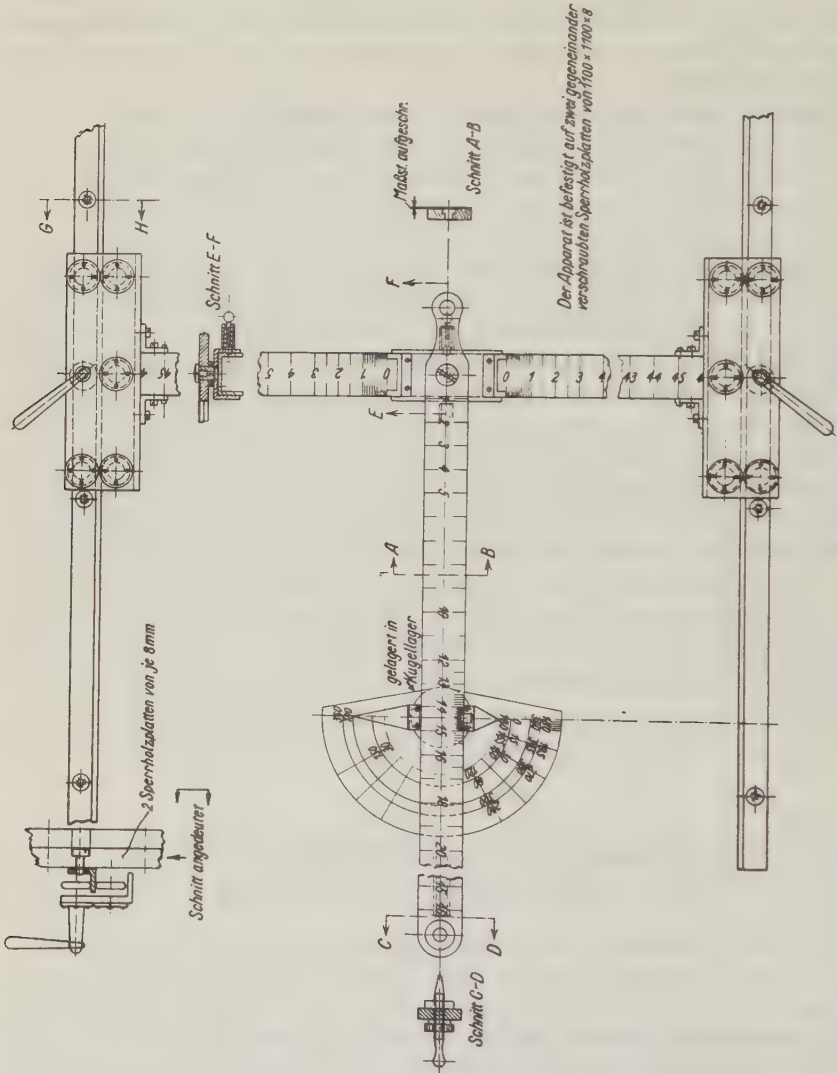


Fig. 1. Hilfsapparat zur harmonischen Analyse

und dritte Zahlenreihe von außen sind schwarz, die zweite und vierte sind rot. Der Gebrauch der einzelnen Zahlenreihen für die Winkелеinteilung ergibt sich aus der jeweiligen Lage der Schwingungsvektoren in den verschiedenen Quadranten des Vollwinkels.

In der Kreismitte dieser Platte ruht ein frei drehbares Kugellager, an dem zwei verschieden lange, im Winkel von 180° zueinander stehende Zeiger angebracht sind. Auf dem Kugellager befindet sich eine leicht gleitbare Metallschne (siehe Schnitt $A-B$), die einen mit $\frac{1}{2}$ mm-Einteilung versehenen Maßstab von etwa 45 cm Länge trägt. Die Zahlen darauf geben Zentimeter an. Eine besondere Ablesungsmarke am oberen Teile des Kugellagers gestattet ein genaues Ablesen. An ihrem freien Ende ruht diese Maßstabschne (siehe Schnitt $C-D$) auf einem stumpfen Stifte. Das andere Ende (siehe Schnitt $E-F$) ist drehbar an einem Ableseschieber auf einem zweiten Maßstab befestigt und läuft aus in einem Griff. Unter dem Griff ist ein Stift mit Spiralfeder angebracht (siehe Schnitt $E-F$), der die Festhaltung dieses Maßstabes in der Nullstellung bewirkt. Der zweite Maßstab, der rechtwinklig zur Nullage des ersteren liegt und nur senkrecht dazu verschiebbar ist, ist doppelt so lang wie jener. Er ist mit seinen Enden rechtwinklig an zwei Gleitwagen befestigt, die je auf einer Metallschne gleiten und einen exzentrischen Feststeller haben (siehe Schnitt $G-H$).

Die Bestimmung der Amplituden und Phasen gestaltet sich folgendermaßen. Die Richtlinien der beiden senkrecht zueinander stehenden Maßstäbe werden als Richtungen der Komponenten der Schwingungsvektoren angesehen, deren Ausgangspunkte über dem Mittelpunkt des Kugellagers und deren Endpunkte im Mittelpunkte des Ableseschiebers liegen. Auf dem frei drehbaren Maßstabe stellt man zuerst bei seiner Nullstellung die Maßzahl der x -Komponente ein, indem man damit gleichzeitig den anderen Maßstab nach außen schiebt. Dann werden die Gleitwagen festgestellt, der erste Maßstab wird aus der Nullage in die passende Richtung geschoben und mit Hilfe des Ableseschiebers die Maßzahl der y -Komponente eingestellt. Bei der Ablesemarke am Kugellager liest man dann den absoluten Betrag des Vektors (die Amplitude der Welle) ab und an der Winkelteilung sein Azimut (die Phase der Welle).

In besonderen Fällen kann man auch die Komponenten des Vektors vertauschen, nur muß man dann bei der Winkelablesung die entsprechende Winkeldrehung berücksichtigen.

Die angegebenen Maße erwiesen sich für die hier vorkommenden Maßzahlen als praktisch. Sie können in den durch die geforderte Handlichkeit gegebenen Grenzen beliebig verändert werden.

Fehlerbetrachtung. Von den möglichen Fehlern beim Gebrauch des Apparates braucht nur einer näher betrachtet zu werden. Bei der Verschiebung des zweiten Maßstabes ist es immerhin möglich, daß trotz der Feststellung des anderen in der Nullage die Gleitwagen nicht gleichmäßig gleiten, so daß die beiden Maßstäbe nicht genau einen rechten Winkel zueinander bilden. Die Amplitude, als dritte Seite eines Dreiecks mit den anderen Seiten p und q , die gegeben ist durch

$$r = \sqrt{p^2 + q^2 - 2pq \cdot \cos \varphi},$$

ist dann mit einem Fehler behaftet. p und q sind die beiden Schenkel des Winkels α , der nur wenig von 90° abweicht, und können mit genügender Ge-

nauigkeit eingestellt werden: r ist die dem Winkel gegenüberliegende Seite des Dreiecks.

Zur Bestimmung des Fehlers (Δr) von r bilden wir den Differenzenquotienten und erhalten für den Fehler angenähert

$$\Delta r = \frac{p \cdot q \cdot \sin \alpha \cdot \Delta \alpha}{r}$$

Setzen wir $\alpha = 90^\circ$, dann ist der Fehler

$$r = \frac{p \cdot q \cdot \Delta \alpha}{r}$$

Für die Drehung des zweiten Maßstabes um seine Mitte um den Winkel $\Delta \alpha = 10'$ und z. B. für $p = q (= 45 \text{ cm})$ ist die prozentuale Genauigkeit der Bestimmung der Amplitude 0.145 %. Eine solche Drehung ist bei guter Ausführung des Apparates kaum möglich. Ihr entspricht eine Verschiebung der Maßstabenden um etwa $\pm 1.3 \text{ mm}$ aus der normalen Lage. Ein auf diese Weise etwa zustandekommender Fehler darf hier vernachlässigt werden.

Die Genauigkeit der Ablesung der absoluten Beträge der Vektoren richtet sich nach der Stellenzahl der Maßzahlen für die Komponenten. Für die synoptische Darstellung der Druckwellen in der Meteorologie genügt sie vollkommen, wie man aus der folgenden Darstellung, die Maßzahlen der Komponenten der halbjährigen Druckwelle enthält, ersieht (s. Tabelle 1).

Tabelle 1

p	q	Berechnet r	Abgelesen r	Berechnet φ	Abgelesen φ
— 1.77	0.63	1.88	1.88	289° 35'	290°
— 1.71	0.90	1.93	1.93	297° 45'	298°
2.13	3.23	3.87	3.87	33° 24'	33.5°
4.95	4.87	6.94	6.96	45° 28'	45°

Die Azimute der Vektoren können mit der ausreichenden Genauigkeit von ganzen Graden abgelesen werden. Die halben Grade lassen sich mit einiger Sicherheit noch schätzen.

Der Gebrauch dieses Apparates bedeutet eine ganz beträchtliche Zeitersparnis. Ich habe ihn bei der Bearbeitung der halbjährigen Luftdruckwelle nutzbringend verwenden können*).

*) „Der Nachweis des Vorhandenseins der halbjährigen Luftdruckperiode“, Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 366 ff. (1936): siehe auch „Die synoptische Darstellung der halbjährigen Luftdruckwelle“, Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, herausg. von Weickmann, II, 7, 4 (1936).

Erdbebenstation in Sofia

Von K. Jankow, Sofia

Der makroseismische Dienst in Bulgarien besteht seit dem Jahre 1891, jedoch der Anfang des mikroseismischen Dienstes erst seit 1905. Zu dieser Zeit wurden die zwei Komponenten des Omori-Bosch-Seismographen mit 10 kg Masse, ohne Dämpfung, geliefert und in Betrieb genommen.

Im Jahre 1912 wurde noch ein Seismograph gleichen Systems, jedoch mit 25 kg Masse installiert.

Die Seismogramme wurden regelmäßig bearbeitet und die Daten im „Bulletin Sismographique“ veröffentlicht, welches jedoch nur während 7 Jahren erschien.

Bei Berücksichtigung der derzeitigen Fortschritte wurde es notwendig, im Rahmen der bestehenden Möglichkeiten eine Reorganisation des mikroseismischen Dienstes durchzuführen.

Der Leitgedanke war, vor allem die Landeserdbeben zu erforschen.

Diese Notwendigkeit wurde auch bei der Internationalen Konferenz der Geophysiker in Stockholm im Jahre 1930 anerkannt, indem der Wunsch geäußert wurde, eine erstklassige Erdbebenstation in Bulgarien zu errichten.

Tatsächlich wurde noch im gleichen Jahre ein Wiechert-Horizontal-Seismograph mit 1000 kg Masse und eine neue Kontaktuhr „Le Roy“ geliefert, jedoch erst Ende 1934 in Betrieb genommen.

Da das neue Gebäude für das Zentrale Meteorologische Institut, dem auch der Erdbebendienst untersteht, noch immer nicht fertiggestellt war, wurde der neue Seismograph provisorisch im alten Gebäude untergebracht, wo er sich auch jetzt noch befindet.

Vorgesehen wurde noch die Anschaffung eines Vertikal-Seismographen.

Seit dem 1. Januar 1935 begann das regelmäßige Funktionieren des Seismographen, und gleichzeitig erfolgte die Herausgabe des Bulletin-Seismique, welches an alle verwandte Dienststellen versandt wird.

Von dem alten Omori-Bosch-Seismographen ist bloß der mit 25 kg Masse in Tätigkeit geblieben, welcher zur Aufzeichnung der starken Erdbeben eine gute Ergänzung zum neuen empfindlichen Seismographen bildet. Die verbliebenen zwei Omori-Bosch-Komponenten sind für eine neue Erdbebenstation in Südbulgarien vorgesehen.

Der Wiechert-Seismograph wurde in einem abseits gelegenen Raum des Kellergeschosses, 2 $\frac{1}{2}$ m unter der Erde installiert.

Der Seismograph ist auf einem im Boden eingelassenen Betonsockel im Ausmaße von 110 × 110 cm Querschnitt und 1 m Tiefe, mit fünf Füßen, welche noch 70 cm nach unten gehen, aufgestellt. Der Betonsockel ist durch einen Luftspalt gegen den Fußboden isoliert. Ein Vorraum scheidet das Seismographenzimmer von dem Berührungszimmer.

Obwohl sich die Erdbebenstation in der Stadt befindet, sind die Störungen durch den regen Verkehr nur unbedeutend.

Leider hat der Fußboden keine Isolierung zur Abdämpfung von Geherschüttungen, die manchmal störend wirken.

Spezielle Maßnahmen gegen Feuchtigkeit und Temperaturschwankungen sind nicht getroffen. Da aber im Umkreise alles kanalisiert und gepflastert ist, ist die Feuchtigkeit nicht gefährlich.

Die geologische Beschaffenheit des Bodens unter der Station ist folgende:

Zuerst eine Schicht von etwa 2 m diluvialem Kies, darunter Pliozänschichten von Ton und Sand in einer Stärke von mehr als 80 m.

Zeittedienst. Das Zimmer mit den Uhren befindet sich im nördlichen Teil vom Parterre. In demselben befindet sich eine Rieflerpendeluhr, eine Kontaktuhr „Le Roy“, eine Wilchertsche Kontaktuhr als Reserve und ein Schiffschronometer. Sie werden täglich mit Hilfe der Zeitzeichen von Bordeaux, Nauen oder Rugby geprüft.

Durch den Uhrenkontakt wird ein 4-Volt-Schwachstrom geschlossen. Mit Hilfe eines Relais wird ein stärkerer Strom (auf 4 Volt) zum Omori-Bosch- und Wiechert-Seismograph geleitet.

Die Minutenkontakte haben eine Dauer von 1 Sekunde. Stundenkontakte werden nicht gegeben.

Die Zeitmarkierung beim Wiechert-Seismographen erfolgt in der üblichen Weise durch Aufheben der Schreibfeder, und bei Omori-Bosch durch Punkte-markierung.

Der neue Seismograph hat mit Ausnahme einer Unterbrechung von einigen Tagen seit seiner Aufstellung gut funktioniert.

Diese kurze Unterbrechung wurde verursacht durch die Verlängerung des Holzbockes infolge Feuchtigkeit, wodurch sich die „Kette“ an dem Pendel angeklemmt hatte.

Referate und Mitteilungen

Wissenschaftlicher Wettbewerb aus dem Gebiet der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin SW 68, Neuenburger Straße 8, hat im vergangenen Jahre ihren vierten wissenschaftlichen Wettbewerb ausgeschrieben, über den wir berichtet hatten. Der für Preise zur Verfügung stehende Betrag ist inzwischen wesentlich, und zwar auf insgesamt 1910 RM erhöht worden. Die Einreichungsfrist für Arbeiten wurde bis 30. April 1937 verlängert. Eingereicht werden können Arbeiten nach Wahl. Erwünscht sind u. a. Beiträge über das Schmierungsproblem bei Uhren, die Einwirkung von Erschütterungen auf den Gang tragbarer Uhren. Nähere Auskunft erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses, Herr Oberregierungsrat Dr. A. Repsold, Hamburg 3, Deutsche Seewarte, oder die Gesellschaft selbst.

Werbesschrift der Seismos G. m. b. H. 49 Seiten mit zahlreichen Figuren und Abbildungen.
Hannover 1935.

Die Einleitung zu dieser Schrift befaßt sich vor allem mit den wirtschaftlich wichtigen Vorteilen der geophysikalischen Untersuchung des Untergrundes. Für die Kosten einer einzigen Fehlbohrung auf Erdöl (100 000 RM) können etwa 350 km² seismisch oder 300 km² mit der Drehwaage vermessen werden. Während eine Fehlbohrung nur aussagt, daß an der betreffenden Stelle kein Öl vorhanden ist, kann die mit denselben Kosten durchgeführte geophysikalische Untersuchung wertvolle Aufschlüsse über die Tektonik und damit über den wirtschaftlichen Wert eines größeren Gebiets bringen. Hinzu kommt, daß hierdurch unter Umständen für die Tiefbohrungen ausführenden Gesellschaften erhebliche Ersparnisse an Konzessionsgebühren und Wartegeldern erzielt werden können. Nicht nur in der Ölindustrie erweist sich eine geophysikalische Voruntersuchung des Geländes als vorteilhaft, auch im Steinkohlenbergbau ist sie äußerst wichtig (Aufsuchen von Karbonatiktinalen, Verwerfungen, Überschiebungen usw.), ähnlich für den Wasserbau, den Tiefbau und entsprechende Industriezweige, kurz, überall da, wo es auf die Aufsuchung und Abgrenzung ausgeprägter Strukturelemente der obersten Erdrinde ankommt.

Es folgt zunächst die Beschreibung der seismischen Verfahren. Das Refraktionsverfahren wird angewandt, wo eine Vermessung größerer Flächen bei geringer Tiefe in Frage kommt. Das bekannte Verfahren wird an Hand übersichtlicher Figuren erläutert und die praktische Ausführung beschrieben. Der Schußmoment wird radiotelegraphisch übertragen, die Entfernung zwischen Schußpunkt und Seismograph durch Mitregistrieren des Schalleinsatzes aus der Schallgeschwindigkeit bestimmt. Zur Ermittlung der letzteren dient eine kleine meteorologische Beobachtungsstation, die die Lufttemperatur und die Windverhältnisse festzustellen hat. Als Beispiel für die Anlage geeigneter Schußprofile wird ein kurzer Bericht über „3 Tage Feldseismik“ gegeben.

Im Gegensatz zum Refraktionsverfahren erweist sich die Reflexionsmethode geeignet zur speziellen Vermessung kleiner Gebiete (z. B. bei der Aufsuchung von Verwerfungen). Außerdem besitzt sie größere Tiefenwirkung als das Refraktionsverfahren. Beim Reflexionsschießen werden elektrische Seismographen verwendet, zur Beseitigung der störenden Schwingungen kurz nach dem ersten Einsatz dienen elektrische Siebketten. Die Reflexionseinsätze sind daran zu erkennen, daß sie bei mehreren dicht beim Schußpunkt aufgestellten Seismographen fast gleichzeitig eintreffen. Die zur Auswertung nötigen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten können durch direkte Laufzeitbeobachtungen mit in Bohrlöchern versenkten Seismographen bestimmt werden. Vielfach sind sie schon vorher bekannt aus früheren Refraktionsmessungen an derselben Stelle, oder es genügt die Kenntnis der geologischen Schichtenfolge, die sich aus vorhandenen Bohrkernen ergibt.

An gravimetrischen Methoden werden Drehwaage- und Gravimetermessungen angeführt. Das Prinzip der Drehwaage wird kurz erläutert und die Deutung der Meßergebnisse an einigen charakteristischen Beispielen klargelegt: Randzonen von Salzstöcken mit und ohne seitliche Aufschleppung der mesozoischen Schichten, ein schmaler Salzaufbruch, eine Antiklinalstruktur, ein Salzdom mit Anhydritkern (Blue Ridge) und ein tiefer Salzdom mit antiklinal verbogenen ölführenden Schichten über dem Scheitel (Sugarland-Ölfeld, 1077 m tief).

Das Prinzip des statischen Schweremessers (Thyssen-Gravimeter) wird nur schematisch dargestellt. Über die Art der Temperaturkompensation bzw. der Konstanthaltung der Temperatur wird nicht berichtet. Bei maximalem Abstand der Meßpunkte von 3 bis 5 km beträgt die monatliche Leistung eines Doppeltrupps etwa 4000 km². Als mittlerer Fehler der Gravimetermessungen erhält man durch Ausgleichung größerer Meßschleifen etwa 0.5 Milligal. Das Gravimeter wäre demnach hinsichtlich der Ge-

naugigkeit*), vor allem aber bezüglich der Wirtschaftlichkeit dem Schwerependel überlegen. Hieraus wird die Berechtigung abgeleitet, Pendelmessungen als entbehrlich zu bezeichnen. Dies ist heute jedoch nicht zutreffend, da die Gravimeter wegen der Inkonstanz ihrer Nullpunktslage häufig an bekannte Schwerestationen, also an Pendelmessungen angeschlossen werden müssen. Dennoch ist ein bedeutender Fortschritt erzielt. Dieser äußert sich beispielsweise bei der geophysikalischen Reichsvermessung darin, daß der Abstand der Pendelstationen, der im Sommer 1934 etwa 10 km betrug, im Sommer 1935, nach Einsatz der Gravimeter, auf rund 50 km erweitert werden konnte. Als Beispiele für die erfolgreiche Verwendung der Thyssen-Gravimeter werden Vermessungen in Gebieten herangezogen, wo schon vorher mit Pendeln oder Drehwaagen gearbeitet war. Gelegentlich konnten fehlerhafte Pendelmessungen richtig gestellt werden (die Ergebnisse der Gravimeter wurden nachträglich nochmals mit Pendeln kontrolliert und bestätigt), und mit den Drehwaagemessungen ergab sich befriedigende Übereinstimmung. In manchen Gebieten Norddeutschlands erwies sich das Gravimeter der Drehwaage überlegen, da letztere durch dicht unter der Oberfläche gelegene diluviale Schotter empfindlich gestört wird, das Gravimeter hingegen nicht.

Im ganzen ist noch die vorzügliche Ausstattung der Schrift hervorzuheben, besonders hinsichtlich der Figuren. Das reichhaltige Bildmaterial erhöht den lebendigen Eindruck, und selbst der Humor kommt zu seinem Recht.

Heinrich Jung, Göttingen.

*) Bei Pendelmessungen für die geophysikalische Reichsaufnahme wurde 1934 bei der Vermessung eines Profils durch zwei unabhängig voneinander arbeitende Meßtrupps ein mittlerer Fehler von 0.6 Milligal erzielt. 1935 ergab sich in einem anderen, an zwei feste Schwerestationen angeschlossenen Profil bei drei unabhängigen Trupps ein mittlerer Fehler von 0.9 Milligal, wenn an den Ergebnissen der einzelnen Meßtrupps systematische konstante Niveaushiftungen von + 1.1, + 0.2. — 1.1 Milligal angebracht werden.

Abhängigkeit der „Bahn des Poles“ von der Tageszeit der Beobachtung?

Von Richard Schumann, Wien — (Mit 2 Abbildungen)

Beim Internationalen Breitendienst verschoben sich zwischen 1900.0 und 1922.7 die Tageszeiten der Beobachtung im Laufe des Jahres bekanntlich vor und zurück, und zwar um etwa 2^h . Seit 1922.7 werden zweckmäßigerweise die Tageszeiten 23^h und 1^h innegehalten, und zwar recht genau, so daß äquidistante Beobachtungsepochen entstehen. Vergleicht man die durchschnittlichen Amplituden der beiden Hauptperiodizitäten in den Schwankungen der Stationspolhöhen, die jährliche und die Chandlersche, vor und nach 1922.7 miteinander, so stellt sich heraus, daß diese Durchschnittswerte im zweiten Zeitabschnitte kleiner ausfallen als im ersten, und zwar um etwa 10% bei der jährlichen, um mehr als 50% bei der Chandlerschen Periode, in naher Übereinstimmung unter den drei Stationen des 39. Parallels. — Hinzu tritt, daß die mittleren Polhöhen kleiner werden um $0''.20$, $0''.09$, $0''.09$. — Durch diese wesentlichen Veränderungen wird bestätigt, daß entweder die Stationspolhöhen selbst täglich periodisch sind oder daß sie Einflüssen mit täglicher Periode unterliegen. Es ergeben sich wichtige Schlüsse über Art, Bestehen oder Nichtbestehen der „Polbahn“, wie sie in der üblichen Weise aus den beobachteten Schwankungen der Stationspolhöhen errechnet wird; zu bedenken ist besonders die Dauer zwischen den Beobachtungszeiten auf den verschiedenen Stationen (geographische Längendifferenz).

1. Band VII der „Results of the International Latitude Service“ behandelt die Messungen auf dem Internationalen Parallel $39^{\circ} 8'$ von 1922.7 bis 1931.0. Sie unterscheiden sich wesentlich von den früheren dadurch, daß sie zu *konstanten* Tagesstunden, nämlich 23^h (evening) und 1^h (morning), stattfanden; diese Zeiten sind auf den drei behandelten Stationen: Mizusawa, Carloforte und Ukiah recht genau innegehalten worden. Zwischen 1900.0 und 1922.7 gingen auf den sechs Stationen des Internationalen Parallels die Beobachtungsstunden bekanntlich im Laufe des *Jahres* bis zu 2^h vor und zurück; Näheres siehe Tabelle 2.

Günstige Beobachtungsverhältnisse lagen in Ukiah vor, wo der einzige Beobachter, G. H. Wrocklage, 19468 Sternpaare erzielte; in Carloforte, bei mehrfachem Beobachterwechsel, ergaben sich deren 14548, in Mizusawa 18595. Das Jahr 1927 war in Carloforte den Messungen nicht günstig.

Wie früher wiederholt, so mußten auch 1922.7 notwendigerweise Sternpaare ausscheiden, neue dafür eintreten; dies kommt in Betracht, wenn Mittelwerte der Stationspolhöhen aus verschiedenen Zeitabschnitten miteinander verglichen werden, sowie beim Anschluß der Schwankungskurven aneinander.

Hier soll gezeigt werden, daß sich ein Einfluß jenes 1922.7 vorgenommenen Wechsels der Tageszeit bemerklich machte auf die Polhöenschwankungen, sowie auf die aus ihnen in der üblichen Weise abgeleitete „Polbahn“; ein solcher war logischerweise nicht zu erwarten.

2. In bezug auf Behandlung der Beobachtungen schließt sich Band VII nahe den früheren an. Eine gute Darstellung der beobachteten Gruppenmittel (Mittel aus evening und morning) wurde erzielt durch Anpassen mehrerer empirischer Sinusglieder.

Die sogenannten „Schlußfehler“ (closing sums) werden auf S. 155 nur kurz erwähnt, auch ihr total mean: — 0''.204 wird angegeben. Diese systematisch verlaufenden Schlußfehler entstehen durch eine bislang noch nicht hinreichend geklärte Ursache, die auch auf die Messungen einwirken muß, aus denen die „Polkoordinaten“ x und y berechnet werden. Die Schlußfehler sind streng frei von den hier nebensächlichen $\Delta\delta$, sie erwiesen sich als wesentlich verschieden auf verschiedenen Stationen von Anfang an. Ihre Eigenschaften können nur schwer aus den kleinen Differenzen $\Delta\delta_i - \Delta\delta_{i+1}$ (i Gruppennummer) erkannt werden, sie treten erst bei der fortlaufenden Summation zu je 12 deutlich hervor in den Schlußfehlern.

Tabelle 1. Schlußfehler in Ukiah 1923—1931

Gruppe	(closing sums)							
4- 4	- 0''.256	- 0''.248	- 0''.254	- 0''.267	- 0''.280	- 0''.379	- 0''.319	- 0''.325
5- 5	- .247	- .284	- .178	- .358	- .247	- .367	- .394	
6- 6	- .248	- .306	- .223	- .360	- .256	- .345	- .412	
7- 7	- .249	- .325	- .215	- .343	- .278	- .359	- .384	
8- 8	- .230	- .348	- .221	- .307	- .260	- .440	- .284	
9- 9	- .229	- .292	- .284	- .292	- .253	- .457	- .250	
10-10	- .210	- .304	- .246	- .256	- .288	- .417	- .265	
11-11	- .178	- .267	- .275	- .234	- .340	- .373	- .301	
12-12	- .182	- .309	- .257	- .257	- .309	- .381	- .300	
1- 1	- .167	- .299	- .318	- .178	- .363	- .386	- .254	
2- 2	- .208	- .272	- .312	- .213	- .357	- .427	- .248	
3- 3	- .233	- .284	- .354	- .191	- .338	- .333	- .323	

Soll-Betrag: 0''.000. Innerer mittlerer Fehler: $\pm 0''.150$.

Auch ist bemerkenswert, daß ein zu großer Widerspruch besteht zwischen ihrem inneren und ihrem äußeren mittleren Fehler. Da ein Gruppenmittel einen inneren mittleren Fehler von $\pm 0''.08$ hat, so folgt für den eines Schlußfehlers: $\pm 0''.08 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{12} = \pm 0''.15$. Zu einer Schätzung des äußeren mittleren Fehlers*) möge es hier genügen, die Schlußfehler von Ukiah wiederzugeben, da bei ihnen der Einfluß der reinen Meßungenauigkeit am meisten herabgedrückt erscheint infolge der größeren Anzahl vor. Sternpaaren (Tabelle 1).

*) Verschiedentliche weitere Schätzungen siehe Astron. Nachr. 249, Nr. 5960 S. 118 u. f.

Aus dieser systematisch schwankenden Folge findet man mittels des Abbeschen Kriteriums als mittleren Fehler eines Schlußfehlers $\pm \sqrt{\frac{0.1327}{2 \cdot (84-1)}} = \pm 0''.028$, also rund ein Fünftel des oben genannten inneren, in guter Übereinstimmung mit den älteren Werten. Der mittlere Fehler der Differenz ($0''.150 - 0''.028 = 0''.12$ der beiden mittleren Fehler ist nach Helmert: $\pm 0''.01$, starke systematische Beeinflussung mithin nachgewiesen aus den mittleren Fehlern allein.

Die Beträge der einzelnen Schlußfehler schwanken

in Mizusawa zwischen $+ 0''.136$ und $- 0''.506$,
 „ Carloforte „ $+ 0.010$ „ $- 0.394$,
 „ Ukiah „ $- 0.167$ „ $- 0.457$.

Von 1900 ab schwanken sie zwischen: $+ 0''.6$ und $- 1''.1$.

Ein allgemeines Schlußfehlermittel über alle Stationen und Zeiten hinweg zu bilden und zu verwenden, namentlich bevor die Ursache des Entstehens bekannt wird, erschien mir seit jeher bedenklich.

3. Beim Vergleich von lokalen Durchschnittswerten der Schlußfehler zwischen 1922.7 bis 1931.0 (konstante Tageszeiten) mit den früheren (veränderliche Tageszeiten) stellte sich eine Verminderung, und zwar auf den drei Stationen heraus. (Näheres hierüber siehe unter 7.) Die sprunghaften Änderungen zeitlicher Argumente um 1922.7 erkennt man aus folgender Zusammenstellung:

Tabelle 2

Gruppen	Tageszeit der Beobachtung 1900—1922		Verschiebung gegen 23 ^h und 1 ^h	1900—1922 1923—1931	
				⊙ — α	
3, 4	21 ^h 2	23 ^h 2	+ 1 ^h 8	207 ⁰	179 ⁰
4, 5	21.5	23.5	+ 1.5	203	181
5, 6	21.9	23.9	+ 1.1	198	181
6, 7	22.5	0.5	+ 0.5	190	181
7, 8	22.9	0.9	+ 0.1	184	181
8, 9	23.1	1.1	— 0.1	181	181
9, 10	23.2	1.2	— 0.2	179	180
10, 11	23.1	1.1	— 0.1	178	179
11, 12	22.3	0.3	+ 0.7	188	178
12, 1	21.6	23.6	+ 1.4	198	177
1, 2	21.1	23.1	+ 1.9	208	178
2, 3	21.1	23.1	+ 1.9	207	178

Die Differenzen zwischen Sonnenlänge ⊙ und Rektaszension α werden für die von H. Kimura benutzten empirischen Sinusglieder gebraucht.

Mit Hilfe der Tabelle 2 läßt sich schätzen, welchen Einfluß eine Sinusschwankung auf die Messung der Polhöhe ausüben kann und welche Unterschiede nach dem alten und dem neuen Programm zu gewärtigen sind. Setzt man beispielsweise an: $0''.1 \cdot \sin t$ und $0''.1 \cdot \sin 2t$, wo t die Tageszeit bedeutet, so findet man, daß

die Polhöhe bis zu 0'06 und 0'15 im Höchstfalle, im Jahresdurchschnitt bis zu 0'06 geändert werden kann. Man erkennt dabei auch, daß daraus nur *konstante* Schlußfehler, folglich auch nur *lineare* Anstiege bei den $\Sigma \Delta \Phi$ *) entstehen können. Da aber die beobachteten Schlußfehler stetig verlaufende *Schwankungen* aufweisen, so müßten die zur Erklärung heranzuziehenden Wellen *veränderliche* Parameter (Amplitude, Geschwindigkeit, Anfangsphase) haben.

4. Um Unterschiede zwischen den Polhöhenkurven *vor* und *nach* 1922.7 kennenzulernen, ermittelte ich *durchschnittliche Amplituden* für die jährliche wie für die Chandlersche Periodizität; bei der ersteren zeigten sich für 1922.7 bis 1931.0 nur wenig kleinere Amplituden als früher, dagegen um rund 50 % kleinere bei der Chandlerschen. Eine so große Änderung ist wesentlich, deshalb soll näher darauf eingegangen werden. Dazu ist eine Zuordnung der Phasen im ersten zu denen im zweiten Zeitabschnitt nötig und dazu wieder wird die Dauer der Chandlerschen Periode gebraucht. Von ihrer mehrfach behaupteten Veränderlichkeit (um etwa 40 Tage) soll der Einfachheit wegen hier noch abgesehen werden.

B. Wanach leitete gemäß Band V, S. 209, aus einer 69jährigen Reihe im Jahre 1916 den Wert ab: 1.1836 ± 0.0010 Jahre; zusammen mit anderen Werten nahm er an: 1.185 Jahre gleich 432.8 Tage. Für 1900 bis 1931 fand ich durch Scheitel- und Nullstellenvergleich: 1.181 Jahre gleich 431.35 Tage. Bei einer Zwischenzeit von 1923 minus 1900 = 23 Jahren genügt es nicht, runde 14 Monate = 426.11 Tage anzusetzen, wie es für kürzere Reihen bisweilen geschieht; nach mehreren Jahren würde ein Phasenunterschied gleich der Zwischenzeit zwischen zwei Gruppenmitteln entstehen und die Ordinaten der Mittelkurven würden zu klein ausfallen. Benutzt man wie hier die gegebenen Gruppenmittel bei durchschnittlich $\frac{1}{12} = 0.083$ Jahren Abszissendifferenz, so muß eine Schaltung stattfinden. Dies ist hier geschehen durch Zurückrücken um eine Kolonne, immer nach Ablauf einer entsprechenden Anzahl von Jahren.

Tabelle 3. Chandler-Amplituden

	Dauer der Periode:		Differenz
	rund 14 Monate = 426.1 Tage	1.1836 Jahre = 432.3 Tage	
Mizusawa	0'254	0'306	+ 0'052
Tschardjui	0.290	0.335	+ 0.045
Carloforte	0.232	0.276	+ 0.044
Gaithersburg	0.313	0.345	+ 0.032
Cincinnati	0.313	0.352	+ 0.039
Ukiah	0.251	0.307	+ 0.056

Die Zweckmäßigkeit der Schaltung zeigte sich bei folgender Rechnung. Bei einer älteren Berechnung durchschnittlicher 14monatiger Ordinaten zwischen

*) Commission de la Variation des Latitudes, Draft Report 1935. Bemerkungen über Berechnung und Beobachtung der Schwankungen von Stationspolhöhen, von R. Schumann; auf S. 7 Erklärung dieser $\Sigma \Delta \Phi$. Siehe auch Astron. Nachr. **249**, S. 121.

1900 und 1922 (Astron. Nachr. **252**, Nr. 6027, S. 35/36, Tabelle 24) hatten sich die in Spalte 2 der vorstehenden Tabelle 3 wiedergegebenen Werte ergeben, nach der erneuten Berechnung mit *Schaltung* die der Spalte 3; die letzteren sechs Werte sind sämtlich größer, wie es die letzte Spalte ausweist und wie es sein muß.

5. Damit ergab sich, daß dem Anfangstermin der ($\Sigma - A$)-Reihe*) für die Polhöenschwankungen des ersten Zeitabschnittes, nämlich 1900.48, entspricht nach 19 vollen Chandler-Umläufen nahezu der Termin 1922.88 der ($\Sigma - A$)-Reihe des zweiten Zeitabschnittes. Hiernach sind die beiden Reihen von Durchschnittswerten in Tabelle 4 einander beigeordnet; es läßt sich leicht kontrollieren, daß bei dieser Zuordnung die geringste Anzahl von Widersprüchen zwischen den Vorzeichen besteht. Diese durchschnittlichen Ordinaten einer Zeile noch genauer zu reduzieren wegen der kleinen Termindifferenzen, habe ich noch unterlassen, weil es hier nur auf eine Schätzung der Unterschiede: größte minus kleinste Ordinate ankam, sodann auch wegen der Erschwernis der Interpolation durch die ihnen, als beobachteten Größen, noch anhaftende Ungenauigkeit.

Die äquidistanten durchschnittlichen Ordinaten des zweiten Zeitabschnittes beginnen mit 1922.7; zum besseren Vergleich mit den Ordinaten des ersten Abschnittes habe ich die 12 Ordinaten: 1922.88 bis 1923.81 um 14 Monate zurückverlegt. Dies kann ohne Bedenken geschehen, da eine periodische Erscheinung angenommen wurde.

Die beiden Periodizitäten wurden so nahe als angängig *aufeinander* bezogen, die Termine der Tabelle 4 können aber nicht ohne weiteres als Epoche für eine absolute Zeitzählung gelten wegen der unter Nr. 4 oben erwähnten *Schaltung*. Eine eigene Untersuchung darüber unterlasse ich, da es sich hier nur um den Nachweis einer starken Veränderung zwischen den beiden Zeitabschnitten handelt.

Zu einer unabhängigen Kontrolle habe ich nachträglich den ersten Zeitabschnitt in zwei Teile zerlegt: 1900 bis 1910 (Spalte 2) und 1911 bis 1922 (Spalte 3); die Übereinstimmung ist gut. Die Spalte 6 enthält die $\Delta\delta$ -freien Ordinaten ($\Sigma - A$) von 1922.7 bis 1931.0; um wegen des in die Augen fallenden, gegen die früheren abweichenden Verlaufes dieser Ordinaten eine Kontrolle zu haben, wurden auch die Durchschnittswerte der φ int. nach Bd. VII, S. 150, berechnet (s. Spalte 5), durch einfaches Mitteln unter Schalten. Die φ int. auch für den ersten Zeitabschnitt 1900 bis 1922 durchzuführen, unterließ ich im Hinblick darauf, daß die Stationspolhöhen φ int. von 1912 bis 1922 durch die Anbringung der unlogischen Δ_N (s. Bd. VI, S. 218/19) zu stark entstellt sind; die Begründung für diese Ablehnung findet sich in Astron. Nachr. **249**, Nr. 5960, S. 124 u. f.

Auf die interessanten, stetig verlaufenden kleinen Unterschiede zwischen den sich kontrollierenden Spalten der Tabelle 4 (siehe Spalte 7) möge hier nicht näher eingegangen werden; dagegen muß der auffällige Unterschied im Verhalten der Ordinaten selbst hervorgehoben werden. Als Amplituden sind in Tabelle 4a der Einfachheit wegen die Unterschiede: „größte minus kleinste Ordinate“ genommen

*) Über die Ableitung dieser $\Delta\delta$ -freien Polhöenschwankungen ($\Sigma - A$) siehe Astron. Nachr. **249**, Nr. 5960, S. 126 u. f.

Tabelle 4. Durchschnittliche Chandler-Ordinaten

$\Delta \delta$ -freie ($\Sigma - A$)			φ int. Bd. VII $\Delta \delta$ -freie ($\Sigma - A$)			φ int. minus ($\Sigma - A$)
1900—1910		1911—1923	1922.7—1931.0			
Mizusawa						
00.48	+ 0".151	+ 0".105	21.72	+ 0".049	+ 0".062	— 0".013
.57	+ .141	+ .168	.81	+ .066	+ .075	— .009
.67	+ .119	+ .141	.89	+ .041	+ .055	— .014
.78	+ .087	+ .105	.97	+ .040	+ .073	— .033
.88	+ .025	+ .036	22.06	+ .035	+ .079	— .044
.97	— .033	— .022	.14	— .013	+ .016	— .029
01.05	— .067	— .097	.22	— .048	— .027	— .021
.12	— .107	— .136	.31	— .084	— .057	— .027
.19	— .135	— .133	.39	— .088	— .086	— .002
.26	— .151	— .143	.47	— .068	— .091	+ .023
.32	— .118	— .106	.55	— .053	— .065	+ .012
.40	— .068	— .038	.64	.000	— .033	+ .033
.48	+ .025	+ .027	.72	+ .012	— .024	+ .036
.57	+ .092	+ .092	.81	+ .042	+ .027	+ .015
Carloforte						
00.48	— 0".053	— 0".022	21.72	— 0".006	— 0".001	— 0".005
.57	— .107	— .086	.81	— .048	— .039	— .009
.67	— .090	— .113	.89	— .056	— .042	— .014
.78	— .131	— .146	.97	— .044	— .043	— .001
.88	— .091	— .143	22.06	— .058	— .053	— .005
.97	— .058	— .094	.14	— .040	— .041	+ .001
01.05	— .008	— .021	.22	— .011	— .025	+ .014
.12	+ .044	+ .043	.31	+ .020	+ .013	+ .007
.19	+ .088	+ .100	.39	+ .065	+ .062	+ .003
.26	+ .121	+ .134	.47	+ .058	+ .060	— .002
.32	+ .141	+ .130	.55	+ .072	+ .073	— .001
.40	+ .135	+ .117	.64	+ .048	+ .088	+ .010
.48	+ .096	+ .076	.72	+ .045	+ .016	+ .029
.57	+ .020	+ .038	.81	+ .022	+ .020	+ .002
Ukiah						
00.48	— 0".077	— 0".043	21.72	— 0".044	— 0".023	— 0".021
.57	— .002	+ .013	.81	— .018	+ .006	— .024
.67	+ .059	+ .079	.89	+ .029	+ .047	— .018
.78	+ .079	+ .138	.97	+ .033	+ .044	— .011
.88	+ .150	+ .154	22.06	+ .052	+ .062	— .010
.97	+ .152	+ .167	.14	+ .062	+ .064	— .002
01.05	+ .105	+ .101	.22	+ .035	+ .033	+ .002
.12	+ .050	+ .038	.31	+ .022	+ .012	+ .010
.19	+ .020	— .026	.39	— .026	— .051	+ .025
.26	— .047	— .092	.47	— .032	— .050	+ .018
.32	— .113	— .120	.55	— .068	— .069	+ .001
.40	— .149	— .135	.64	— .053	— .052	— .001
.48	— .156	— .138	.72	— .058	— .048	— .010
.57	— .126	— .104	.81	— .067	— .050	— .017

worden, um der Willkür zu entgehen, die mit der Annahme eines empirischen Gesetzes für die Chandler-Periodizität bei einem Ausgleich verbunden ist. Folgende Tabelle 4a gibt einen Überblick über das Verhalten der Amplituden *vor* und *nach* dem Wechsel in der Tageszeit, mit Einbeziehung der drei übrigen Stationen im ersten Zeitabschnitt.

Tabelle 4a. Chandler-Amplituden

	aus: Länge westl. Gr.	$\Sigma - A$		φ int.		$\Sigma - A$ Verhältnis der Amplituden
		Tageszeit $21^h1 - 1^h2$		23^h0 und 1^h0		
		1900—1910	1911—1922	1923—1931		
Mizusawa	— 141 ⁰	0''302	0''311	0''154	0''170	0.53
Tschardjui	— 64	.292	.378	—	—	—
Carloforte	— 8	.272	.280	0.130	0.126	0.46
Gaithersburg	+ 77	0''345		—	—	—
Cincinnati.	+ 84	.352		—	—	—
Ukiah ¹	+ 123	0.308	0.305	0.130	0.133	0.43

Die Verkleinerung der Amplituden bei der *jährlichen* Periodizität ersieht man aus der nächsten Tabelle 4b.

Tabelle 4b. Jährliche Amplituden

		aus: $\Sigma - A$ 1900—1922	φ int. $\Sigma - A$ 1923—1931	Verhältnis der Amplituden
	Länge westl. Gr.			
Mizusawa	— 141 ⁰	0''209	0''187 0''197	0.92
Tschardjui	— 64	.326	— —	—
Carloforte	— 8	.168	0.140 0.149	0.86
Gaithersburg	+ 77	.043	— —	—
Cincinnati	+ 84	.096	— —	—
Ukiah	+ 123	.133	0.127 0.103	0.87

Eine Abhängigkeit von der geographischen Länge λ tritt bei der jährlichen Periodizität deutlich hervor, namentlich nach Hinzunahme der drei Stationen Tschardjui, Gaithersburg und Cincinnati; aus den drei Stationen Mizusawa, Carloforte, Ukiah *allein* würde sie sich nicht mit Sicherheit erkennen lassen. Die Chandler-Amplituden verraten keinen Zusammenhang mit λ und für sie allein wäre die bereits 1919 eingetretene Beschränkung auf nur drei Stationen wenig bedenklich; an und für sich bleibt sie bedauerlich.

6. Demselben Verfahren unterzog ich die Koeffizienten x und y der Interpolationsformel $x \cdot \cos \lambda + y \cdot \sin \lambda$ nach Bd. V, S. 192 und Bd. VII, S. 156 u. f.; sie gelten zunächst für den Internationalen Parallel 39°8'. Durch Ordnen zu je 12 und Mittelbildern ergaben sich die Koordinatenfolgen für die jährliche Periodizität in Tabelle 5.

Die Termine für 1922.7 bis 1931.0 sind durchschnittliche und äquidistante nach Bd. VII; bei den Amplituden der x stellt sich eine Verkleinerung, bei den y eine schwache Vergrößerung, im Mittel für die jährliche Periodizität eine schwache Verkleinerung heraus.

Tabelle 5. Jährliche Periodizität von x und y

Jahres- bruch	x		y	
	Bd. V 1900—1912	Bd. VII 1922.7—1931.0	Bd. V 1900—1912	Bd. VII 1922.7—1931.0
0.05	— 0''067	— 0''049	— 0''065	— 0''076
.12	— .076	— .073	— .034	— .044
.19	— .087	— .077	+ .007	+ .011
.26	— .072	— .039	+ .033	+ .042
.33	— .088	— .019	+ .066	+ .096
.40	— .003	+ .015	+ .071	+ .081
.48	+ .048	+ .052	+ .076	+ .068
.57	+ .091	+ .094	+ .049	+ .031
.68	+ .107	+ .075	+ .009	— .029
.78	+ .075	+ .046	— .046	— .047
.89	+ .031	+ .017	— .080	— .060
.97	— .008	— .029	— .085	— .073
gr. — kl. Verhältnis der Amplituden }	0''194	0''171	0''161	0''172
	0.88		1.07	

Durch Ordnen in Zeilen zu je 14, mit Schaltung wie früher, findet man folgende durchschnittliche Chandler-Koordinaten:

Tabelle 6. 432tägige Periodizität

	x		y	
	Bd. V 1900—1912	Bd. VII 1922.7—1931.0	Bd. V 1900—1912	Bd. VII 1922.7—1931.0
0.05	+ 0''143	+ 0''067	+ 0''086	+ 0''010
.12	+ .151	+ .072	— .011	— .044
.19	+ .142	+ .039	— .079	— .053
.26	+ .086	+ .033	— .142	— .060
.33	+ .016	+ .002	— .166	— .089
.40	— .064	— .022	— .170	— .073
.48	— .106	— .051	— .132	— .061
.57	— .144	— .057	— .067	+ .003
.68	— .170	— .044	— .009	+ .006
.78	— .149	— .062:	+ .068	+ .051:
.89	— .111	— .028	+ .137	+ .067
.97	— .034	+ .008	+ .163	+ .065
1.05	+ .039	+ .042	+ .180	+ .075
.12	+ .113	+ .078	+ .138	+ .029
gr. — kl. Verhältnis der Amplituden }	0''321	0''140	0''350	0''164
	0.44		0.47	

Die x und y vor 1922.7 beruhen nur auf den Werten aus dem Zeitabschnitt 1900 bis 1912. Obgleich aus dem bekannten Gleichungssystem für die x und y (Bd. III, S. 222, Bd. VII, S. 156) zu ersehen ist, daß diese Größen numerisch unabhängig von den $\Delta\delta$ sind, zog ich aus den im vorigen Abschnitt 5 schon ge-

nannten Gründen vor, die x und y aus 1912 bis 1922 hier nicht zu verwenden.

Die starke Verminderung der Chandler-Amplituden nach dem 1922.7 eingetretenen Wechsel in den Tageszeiten erscheint nach Tabelle 6 gesichert sowohl durch die gute Übereinstimmung unter den beiden Koordinaten, als auch durch die Übereinstimmung mit Tabelle 4a. Zur leichteren Übersicht über den Verlauf diene die graphische Darstellung gemäß Tabelle 6 in Fig. 1.

Die Zeiten der Maxima, der Minima und der Nullstellen aus beiden Kurven eines Paares fallen nahe genug zusammen; Kurvenpaare mit ähnlichem Verlauf erhält man aus Tabelle 4 für die Polhöhen der drei Stationen.

Derartige Kurven können entstehen, wenn die Stationspolhöhen selbst oder ihre Messung Einwirkungen mit nahezu täglicher Periode ausgesetzt sind. Aus den klassischen Beobachtungen der sieben Aberrationssterne W. Struves in

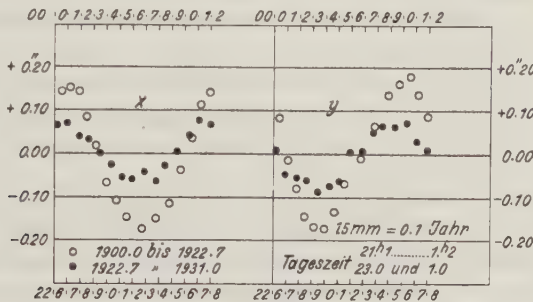


Fig. 1. Durchschnittliche Chandler-Periodizität bei den „Polbahn“-Koordinaten

- 1900.0—1922.7 = veränderliche Tageszeit
- 1922.7—1931.0 = konstante Tageszeiten 23^h und 1^h
- 3 mm = 0.1 Jahr

den Jahren 1841 bis 1843 läßt sich eine Schar von Kurven für tägliche Polhöhen-schwankung konstruieren; sie sind abgebildet im Ergänzungsheft Nr. 11 der Astron. Nachr. vom Jahre 1906 auf Tafel II. Zwischen β und δ Cass. besteht eine Rektaszensionsdifferenz von 1^h15^m; sie ist zufällig nahe gleich der durchschnittlichen Verschiebung der Beobachtungszeit, die 1922.7 eintrat, siehe Tabelle 2, Spalte 3. Verbindet man in genannter Tafel II die Örter von β unter sich, sowie die von δ unter sich durch je eine schlanke Kurve*), so entsteht ein Kurvenpaar,

*) Man vergleiche auch Fig. 1 auf S. 23 der Untersuchung: Gezeitenerscheinungen in den Schwankungen der Stationspolhöhen. Denkschriften der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften, Bd. 89, Wien 1913. Dasselbst wird gezeigt, wie scheinbar eine langperiodische Welle auftritt, wenn beim Bestehen einer kurzperiodischen Schwankung von der Dauer eines Sterntages S beobachtet wird nach einem Programm mit Zeitintervallen, die ganzzahlige Vielfache von $S + d$ sind; d könnte beispielsweise gleich 4 min oder 52 min sein, wobei Einflüsse durch \odot oder \sphericalangle vorschwebten. Entsprechendes gilt für zwei Umläufe je Tag, siehe Fig. 2.

dessen Verhalten dem der Fig. 1 ähnlich ist, abgesehen vom Zeitmaßstab. Der hier nebenbei ins Spiel tretende Unterschied zwischen mittlerer und Sternzeit ändert daran nichts.

Verbindet man ferner in jener Tabelle II die Örter von *i* Draconis untereinander durch eine schlanke Kurve, desgleichen die von *o* Draconis, so erkennt man weiter, daß Paare langperiodischer Kurven, trotz eines Unterschiedes in den Rektaszensionen von $3^h 4$, nahe zusammenfallen können; der Umstand, daß die Kurven mit jährlicher Periodizität in den Tabellen 4b und 5 wenig voneinander abweichen, braucht also keinen Widerspruch zu bedeuten zu der 1922.7 eingetretenen starken Verminderung der Amplituden bei der Chandlerschen Periodizität, s. Tabelle 4a und 6.

Die folgende Fig. 2 erläutert, wie beim Bestehen einer Tagesschwankung mit zwei Umläufen langperiodische Punktfolgen entstehen können bei Beobachtung

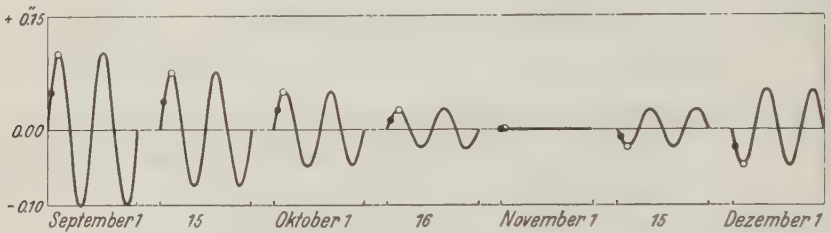


Fig. 2. Fingierte Tagesschwankung bei jährlich veränderlicher Amplitude
1 mm = 1^h

von zwei Sternen mit einer Rektaszensionsdifferenz von 2^h . Je nach der Tageszeit kann Verkleinerung oder Vergrößerung der Amplitude eintreten; eine kurzperiodische Schwankung dieser Art könnte dazu einer langperiodischen von 12 oder 14 Monaten überlagert sein.

7. Es ist weiter bemerkenswert, daß die „probable values of the mean latitude“ für 1923 bis 1931 (Bd. VII, S. 152), also *nach* dem Übergang zu konstanter Tageszeit der Beobachtung, wesentlich kleiner ausfallen als frühere; vergleicht man sie mit Mittelwerten Wanachs aus den Bänden I bis V, so findet man als Verkleinerung

bei Mizusawa	— 0''20
„ Carloforte	— 0.09
„ Ukiah	— 0.09

Diese drei Unterschiede zwischen Mitteln über viele Jahre sind unzulässig groß; sie erfordern außer einer Überprüfung des Einflusses jener sprunghaften Änderung in der Tageszeit auch eine solche der Deklinationen. Zu beachten ist die Bemerkung auf S. 159, Bd. VII: To bring to the mean pole during the period 1900—12, + 0'.048 should be added to *x* and + 0'.072 to *y*.

Zu einer unabhängigen Kontrolle des Einflusses der Deklinationen sind $\Delta\delta$ -freie Methoden*) zweckmäßig.

8. Das Ergebnis dieser numerischen Untersuchung besteht in dem Nachweis sprunghafter Änderungen in den langperiodischen Polhöenschwankungen und in der daraus nach Bd. I bis VII der „Results“ errechneten „Polbahn“, wie sie nach dem 1922.7 vorgenommenen Wechsel in der Tageszeit der Beobachtung eingetreten sind. Wegen der Verschieblichkeit zwischen den Schollen und Blöcken der nachgiebigen Erdkruste ist es nicht plausibel, daß die auf dem 39. Parallel beobachteten Veränderungen von der Größenordnung 0'1, oder 3 m linear, sich ohne weiteres übertragen lassen auf den rund 5600 km entfernten Nordpol. Die in den Tabellen 4, 4a und 6 dargelegten Widersprüche stärken meine schon mehrfach geäußerten Zweifel an der Realität der „Bahn des Poles der Erde“.

Bevor aus diesen lokalen Beobachtungen ein Schluß auf eine, die ganze Erde betreffende Eigenschaft (wie: Verlagerung der fiktiven Rotationsachse, Bahn eines Trägheitspoles, Starrheitskoeffizient, Dreiachsigkeit der Erdfigur, Änderung der Rotationsgeschwindigkeit, Klimaschwankung usw.) gezogen wird, sollten die an den einzelnen Stationen seit 1900 auftretenden, zu großen Widersprüche behoben sein; sie zeigten sich namentlich

- a) in den Schlußfehlern und in ihren mittleren Fehlern,
- b) in den eng damit zusammenhängenden Anstiegen der $\Delta\delta$ -freien $\Sigma\Delta\Phi$,
- c) darin, daß nach den Bänden I bis VII der „Results . . .“ Polhöenschwankungen aus verschiedenen Tageszeiten (evening, morning) sehr nahe übereinstimmen, während dagegen die aus den $\Sigma\Delta\Phi$ berechneten Schwankungen Abhängigkeit von der Tageszeit aufweisen; siehe Ergänzungsheft Nr. 11, S. 26/27 u. f.; Astron. Nachr. Nr. 5960, S. 121, Tabelle 6; obige Tabellen 4 bis 6,
- d) in den im obigen Abschnitt 7 erwähnten Unterschieden zwischen Mittelwerten der Polhöhen über längere Zeitspannen.

Die Klärung dieser Widersprüche ist nicht allein im geodätisch-astronomischen Interesse erwünscht, sondern auch dann, wenn geophysikalische, geologische, geographische und mathematisch-mechanische Untersuchungen auf die Ergebnisse der Breitenmessungen gegründet werden sollen. Die hier in Betracht kommenden kleinen Winkelgrößen von der Größenordnung 0'1 liegen zwar an den Grenzen von Sichtbarkeit und Meßgenauigkeit; andererseits stellen sich aber zuweilen bei

*) K. Ledersteger: Eine neue Methode zur Berechnung der Polbahn, Astr. Nachr. **243**, Nr. 5813/14 (1931). — R. Schumann: Über Schwankungen der Stationspolhöhen des Internationalen Breitendienstes, abgeleitet unabhängig von den Deklinationsverbesserungen. I. Mitteilung, Astron. Nachr. **249**, Nr. 5960/61; II. und III. Mitteilung, ebenda **251**, Nr. 6022 bis 23; **252**, Nr. 6027 (1934). — K. Ledersteger: Über die Reduktion der Kettenbeobachtungen des Breitendienstes, Astron. Nachr. **254**, Nr. 6095 (1935). — R. Schumann, Eine Schätzung der Genauigkeit der Summen $\Sigma\Delta\Phi$, Astron. Nachr. **255**, Nr. 6098 (1935).

gewissen Anordnungen der Massenmessungen des Breitendienstes stetige Gänge und auffällig gute Übereinstimmungen zwischen Ergebnisgruppen heraus, die auf unabhängige Weise zweifach abgeleitet wurden. Als Beispiel führe ich an; die Übereinstimmung unter den Schlußfehlern in Tabelle 1, Spalte 2; oder auf Zeile 1; oder: den Verlauf der kleinen Unterschiede zwischen den sich kontrollierenden Spalten der Tabellen 4, 5, 6. Dadurch wird die Überzeugung vom Bestehen einer (oder mehrerer) exakt wirkender Ursachen befestigt und die Hoffnung auf Beseitigung jener Widersprüche aufrechterhalten.

9. Unter Hinweis auch auf Schlußabschnitte in früheren Arbeiten erscheinen mir folgende Vorschläge zweckentsprechend.

A. Erstreckung der Messung von Stationspolhöhen über weitere, konstante, *äquidistante* Tageszeiten, sei es in Anlehnung an die Methoden von W. Struve, Pulkowo 1841-3, I. Vertikal, oder an G. A. Hill, Naval Observatory Washington 4-Gruppenreihe im I. Vertikal, oder an Kimura-Nakano, Mizusawa, 4-Gruppenreihe nach Horrebow-Talkott.

B. Erweiterung des Stationsnetzes auf Parallelkreise verschiedener Breite, aber auch auf Meridianbögen im Hinblick auf die Möglichkeit $\Delta\delta$ -freier Bestimmung von Stationspolhöhen. Es ist zu begrüßen, daß im letzten Jahrzehnt mehrfach das Stationsnetz erweitert wurde.

C. Vereinigung von Breiten- und von Längenmessungen zur gegenseitigen Kontrolle ihrer Schwankungen auf *gleicher* Station, zugleich zur Kontrolle über die Zweifel an der Konstanz der Rotationsgeschwindigkeit des Erdkörpers.

D. Einheitliche Reduktion der Messungen seit 1900, insbesondere Befreiung der Stationspolhöhen aus 1912 bis 1922 vom Einfluß der Δ_N .

E. Nach Möglichkeit *stationsweises* Berechnen der Messungen einer Station, unabhängig von den Messungen auf anderen Stationen.

Wien, Januar 1936.

Der Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten

Von K. Ledersteger, Wien

Die Zerlegung des Kimura-Gliedes in eine primäre und sekundäre Komponente gestattet die Verfälschung der nach verschiedenen Verfahren abgeleiteten Polkoordinaten durch das z -Glied festzustellen. Die scheinbare „Polbahn“ des sekundären z -Gliedes erhält man unmittelbar, während für das primäre z -Glied der Einfluß nur indirekt durch verschiedene Kombination der Stationen abgeschätzt werden kann.

Die bisher abgeleiteten Ausdrücke für die lokalen z -Glieder der Stationen des Internationalen Breitendienstes weisen derartige Verschiedenheit in den Amplituden auf, daß bei dem üblichen Ansatz:

$$(\varphi_t - \varphi_0) = x_t \cos \lambda + y_t \sin \lambda + z_t \dots \dots \dots (1)$$

eine nicht unwesentliche Verfälschung der erzwungenen Schwingung des Rotationspoles zu befürchten ist. Für die folgende Untersuchung dieses Einflusses ist die begriffliche Scheidung eines primären und sekundären z -Gliedes von großem Vorteil*). Bei den Kettenbeobachtungen des Breitendienstes werden allabendlich zwei Sterngruppen mit einer Rektaszensionsdifferenz von 2 Stunden beobachtet und hierzu, um die Beobachtungsstunde annähernd oder genau beibehalten zu können, zwölf Sterngruppen über das Jahr verteilt. In der bekannten Treppenanordnung ist jede Gruppe zuerst einen Monat hindurch als „Nachtgruppe“ mit der vorhergehenden und dann ebensolange als „Abendgruppe“ mit der nachfolgenden zu einer Gruppenkombination vereinigt. Man erhält dadurch auf jeder Station zwei Parallelreihen von Polhöhenwerten aus den Abend- und Nachtgruppen φ_a und φ_n . Jede dieser Reihen gleichwie ihr arithmetisches Mittel $\frac{1}{2}(\varphi_a + \varphi_n)$ enthält neben dem Einfluß der Polbewegung noch eine lokale Fluktuation von Jahresperiode, die entsprechend mit den Deklinationsfehlern der einzelnen Sterngruppen verknüpft ist und im übrigen Jahr für Jahr beträchtlichen Schwankungen unterliegt. Diese Jahresperiode werde speziell für das arithmetische Mittel das primäre z -Glied genannt. Für die einzelnen Abschnitte des Materials, die durch den nach mehreren Jahren jeweils nötigen Wechsel des Sternprogramms natürlich gegeben sind, läßt sich die Periode des primären z -Gliedes meist ziemlich gut als Sinusschwingung:

$$z_p = b \sin (\odot - \beta) \dots \dots \dots (2)$$

ansetzen. In ihr wirken sich die Deklinationsfehler $-\frac{1}{2}(\Delta\delta_a + \Delta\delta_n)$ je nach ihrer Größe oder ihrem eventuellen systematischen Verlauf mehr oder minder aus. Auch der Mittelwert φ_0 der Stationspolhöhe ist durch den 12. Teil der Summe der Deklinationsfehler verfälscht.

Das primäre z -Glied muß ferner eine Funktion der Tagesstunde der Beobachtung sein. Denn die zweistündigen Differenzen $(\varphi_a - \varphi_n)$ lassen sich keineswegs aus den Deklinationsfehlern allein erklären. Sie lassen vielmehr einen langperiodischen Verlauf erkennen, der durch Glättung über ein Jahr in den Stationschlußfehlern S zwölfmal überhöht zutage tritt, und überdies eine periodische Abendschwankung $a \sin (\odot - \alpha)$, die durch ihre Verquickung mit den Deklinationsfehlern und infolge ihrer bedeutenden Variabilität in den einzelnen Jahren nicht unmittelbar erkenntlich ist. Wie schon früher ausführlichst dargelegt wurde**), führt das Bestreben nach einer exakten Elimination der Deklinationsfehler auf die Einführung individueller Reduktionsgrößen R :

$$(\varphi_a - \varphi_n) - \frac{1}{12} \dot{S} = \Delta\delta_n - \Delta\delta_a + a \sin (\odot - \alpha) = R_n - R_a, \dots (3)$$

*) K. Ledersteger: Über die Reduktion der Kettenbeobachtungen des Breitendienstes. *Astron. Nachr.* **254**, 381—390 (1935).

) A. N. **254, 384. Es ist vielleicht nicht überflüssig zu bemerken, daß dort die beiden z -Komponenten per definitionem $\Delta\delta$ -frei sind.

selbstverständlich wieder nach vorhergehender Mittelung über den natürlichen Beobachtungsabschnitt. Durch sukzessive Summation mit der Bedingung

$\sum_{i=1}^{12} R_i = 0$ folgt hieraus das „sekundäre z -Glied“:

$$z_s = \left(\frac{R_a + R_n}{2} \right), \dots \dots \dots (4)$$

in dem sich die Periode:

$$\frac{a}{2} \cotg 15^\circ \sin (\odot - \alpha - 90^\circ) \dots \dots \dots (5)$$

mit den Deklinationskorrekturen verbindet. Sind letztere selbst systematisch, so wird die mittlere Periode des sekundären z -Gliedes bei Ansatz einer Sinusschwingung von (5) verschieden sein. In der modifizierten Polhöhenreihe

$$\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2} \right) + \left(\frac{R_a + R_n}{2} \right) \dots \dots \dots (6)$$

fallen die Deklinationsfehler bis auf die Konstante $\frac{1}{12} \sum \Delta \delta$ aus, da sie im primären und sekundären z -Glied mit entgegengesetztem Vorzeichen enthalten sind*). Die von den Deklinationsfehlern unabhängige Summe aus dem primären und sekundären z -Glied werde das gesamte Kimuraglied genannt. Es ist auch in den Summen $\Sigma \Delta \Phi$ enthalten, da die Periode (5), übrigens mit all ihren unregelmäßigen Schwankungen, in die $\Sigma \Delta \Phi$ eingeht. Die modifizierte Kettenmethode und die beiden Methoden**), die die Schwankungen der Stationspolhöhen aus den a priori $\Delta \delta$ -freien $\Sigma \Delta \Phi$ ableiten, geben daher auch hinsichtlich des z -Gliedes das gleiche Ergebnis. Das primäre z -Glied verbindet sich nun stets mit dem Einfluß der Polbewegung, während das sekundäre z -Glied unmittelbar aus den Differenzen $(\varphi_a - \varphi_n)$ und den Schlußfehlern ermittelt werden kann. Wir knüpfen daher unsere Betrachtungen am besten an das sekundäre z -Glied an.

Vorliegende Untersuchung erstreckt sich vorwiegend auf das Material der Jahre 1923 bis 1931. Denn dieser, im 7. Bande der Resultate des Internationalen Breitendienstes***), behandelte Zeitraum eignet sich besonders gut hierfür, da sich seit 1922.7 die Beobachtungen streng symmetrisch bezüglich der Mitternacht verteilen. Die Mitte der Abendgruppe fällt stets auf 23^h, die der Nacht-

*) A. N. 254, 384. Es ist vielleicht nicht überflüssig zu bemerken, daß dort die beiden z -Komponenten per definitionem $\Delta \delta$ -frei sind.

**) K. Ledersteger: Eine neue Methode zur Berechnung der Polbahn. Astron. Nachr. 243, 65—98 (1931); R. Schumann: Über Schwankungen der Stationspolhöhen des Internationalen Breitendienstes. 2. u. 3. Mitteilung. Astron. Nachr. 251, 337—384; 252, 33—48 (1934).

***) Hisashi Kimura: Results of the International Latitude Service from 1922.7—1931.0, Vol. VII. Mizusawa 1935.

gruppe auf 1^h und die Gruppenkombinationen sind streng äquidistant. Wie bisher ist die mittlere Rektaszension der ersten Gruppe $\alpha_I = 1^h$. Die Gruppenkombination IV/V mit der mittleren Rektaszension $\alpha = 8^h$ fällt auf den Jahresbruch 0.06 mit der Sonnenlänge (oder besser Rektaszension der mittleren Sonne) $\odot = 900^\circ$. Unser primäres z -Glied gilt durchwegs für die Mitternacht und dürfte daher kleiner ausfallen als bei der älteren Anordnung des Programms, bei der die Beobachtungstunde dem Wechsel der Jahreszeiten unterworfen war. Daß auch die Schlußfehler kleiner werden, ist eine schon aus Kimuras 4-Gruppenreihe gewonnene Erkenntnis.

Im 7. Bande ist bloß das Beobachtungsmaterial der drei Stationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah mit den geographischen Längen:

Mizusawa:	= $-141^\circ 08'$
Carloforte:	= $-8^\circ 19'$
Ukiah:	= $+123^\circ 13'$

verarbeitet. Man findet die Reduktionsgrößen $\frac{1}{2}(R_a + R_n)$:

Jahresbruch	Mizusawa	Carloforte	Ukiah
0.06	+ 0.014''	+ 0.011''	+ 0.028''
14	— 2	+ 5	+ 4
22	+ 5	— 4	— 22
31	+ 7	— 14	— 30
39	— 2	— 19	— 32
47	— 3	— 11	— 38
56	— 4	— 6	— 31
64	— 10	— 8	— 11
72	— 12	— 3	+ 15
81	— 8	+ 9	+ 37
89	— 1	+ 20	+ 42
97	+ 16	+ 18	+ 38

und hieraus die Perioden des sekundären z -Gliedes:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Mizusawa: } z_s = 0.009'' \sin (\odot - 235^\circ) \\ \text{Carloforte: } 0.016'' \sin (\odot - 168^\circ) \\ \text{Ukiah: } 0.041'' \sin (\odot - 159^\circ) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Da die Phasen der z_s -Perioden auch in den früheren Abschnitten meist recht gut übereinstimmen, sobald nur die Amplituden genügend groß sind, jedoch mit jedem Wechsel des Sternprogramms Sprünge aufweisen, ist in ihnen noch die Auswirkung der Deklinationskorrekturen merkbar. Hingegen ziehen die stark lokal bedingten Amplituden bei Verwendung des Ansatzes (1) eine Verfälschung der Polbahn nach sich. Aus (7) erhält man:

$$\left. \begin{array}{l} x_1 = 0.002'' \sin (\odot - 89^\circ) \\ y_1 = 0.027'' \sin (\odot - 147^\circ) \\ z_1 = 0.020'' \sin (\odot - 169^\circ) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Um eine derartige Beeinflussung der Polbahn zu vermeiden, beschränken wir uns auf die gänzlich unreduzierten Reihen $\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2}\right)$. Dabei müssen wir freilich die Deklinationsfehler mit in Kauf nehmen. Für die Polkoordinaten ist dies bekanntlich belanglos. Wir spalten diese Reihe in ihre mittleren periodischen Komponenten mit den Periodenlängen von ein Jahr und $N = 1.125$ Jahren. Die Chandlersche Periode dürfte nämlich in diesem Zeitraum kürzer sein als der Wanachsche Mittelwert von 1.185 Jahren für die Newcombsche Periode und dann gestattet die Annahme von rund 27 Intervallen für zwei Umläufe eine einfache Koordination der gegebenen äquidistanten φ -Werte. Von der Reduktion der Gruppenmittel auf gleiche Epochen kann man hier absehen. Es wird:

$$\left. \begin{aligned} \text{Mizusawa: } \varphi &= 3.396'' + 0.067'' \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - 42^\circ\right) + 0.100'' \sin(\odot - 223^\circ) \\ \text{Carloforte: } &= 8.859'' + 0.074'' \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - 262^\circ\right) + 0.077'' \sin(\odot - 100^\circ) \\ \text{Ukiah: } &= 12.021'' + 0.070'' \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - 134^\circ\right) + 0.062'' \sin(\odot - 296^\circ) \end{aligned} \right\} (9)$$

($t = 0$ für 1922.7).

Selbstverständlich bleiben noch Reste von stark systematischem Charakter, auf die hier nicht eingegangen werden soll. Nun erzeugt eine rechtläufige freie Schwingung des Rotationspoles von Kreisform:

$$x = \varrho \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - \mu\right), \quad y = \varrho \cos\left(\frac{2\pi}{N}t - \mu\right)$$

auf der Station der Länge λ die Polhöenschwankung:

$$\Delta \varphi = \varrho \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - \mu + \lambda\right).$$

In der Tat lassen sich die 13.5 monatigen Schwankungen sehr befriedigend durch

$$\Delta \varphi = 0.070'' \sin\left(\frac{2\pi}{N}t - 257^\circ + \lambda\right) (10)$$

darstellen. Auf die kleine durchschnittliche Chandlersche Amplitude hat schon Schumann*) aufmerksam gemacht. Da, wie schon erwähnt, vor 1922.7 die Beobachtungsstunde im Laufe des Jahres periodischen Schwankungen unterlag, sieht er in dieser Verminderung der Amplitude einen Beweis für die Abhängigkeit von der Tagesstunde.

*) R. Schumann: Bemerkenswerte Änderung der Amplitude der Chandlerschen Periode beim Übergang zu konstanter täglicher Beobachtungszeit. *Astron. Nachr.* **258**, 385—392 (1936).

Wir lenken unser Augenmerk auf die drei mittleren Jahresperioden in (9), in denen der Einfluß der erzwungenen Schwingung des Rotationspoles in Funktion von λ mit den lokalen primären z -Gliedern verbunden ist:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_M &= 0.100'' \sin (\odot - 223^0) \\ \varphi_C &= 0.077'' \sin (\odot - 100^0) \\ \varphi_U &= 0.062'' \sin (\odot - 296^0) \end{aligned} \right\} (11a)$$

Der Ansatz (1) liefert hierfür eine eindeutige Lösung:

$$\left. \begin{aligned} x &= -0.396 \varphi_M + 0.591 \varphi_C - 0.195 \varphi_U \\ y &= -0.621 \varphi_M - 0.093 \varphi_C + 0.714 \varphi_U \\ z &= +0.302 \varphi_M + 0.402 \varphi_C + 0.296 \varphi_U \end{aligned} \right\} (12)$$

und mit (11a):

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= 0.084'' \sin (\odot - 79^0) \\ y_2 &= 0.066'' \sin (\odot - 357^0) \\ z_2 &= 0.020'' \sin (\odot - 200^0) \end{aligned} \right\} , (13a)$$

also eine elliptische Schwingung des Rotationspoles. Andererseits führen die $\Delta\delta$ -freien Reihen $\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2}\right) + \left(\frac{R_a + R_n}{2}\right)$ auf die mittleren Jahresperioden:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_M &= 0.109'' \sin (\odot - 224^0) \\ \varphi_C &= 0.084'' \sin (\odot - 110^0) \\ \varphi_U &= 0.042'' \sin (\odot - 254^0) \end{aligned} \right\} , (11b)$$

die mit den Perioden in den $\Sigma\Delta\Phi$ ident sind. Mit ihnen findet man eine erzwungene Schwingung von bedeutend größerer Elliptizität:

$$\left. \begin{aligned} x_3 &= 0.086'' \sin (\odot - 79^0) \\ y_3 &= 0.045'' \sin (\odot - 14^0) \\ z_3 &= 0.039'' \sin (\odot - 185^0) \end{aligned} \right\} (13b)$$

Wie nicht anders zu erwarten ist, gilt:

$$x_3 = x_2 + x_1, \quad y_3 = y_2 + y_1.$$

Schließlich sei noch auseinandergesetzt, welche Rolle das sekundäre z -Glied bei Kimuras Reduktionsmethode spielt. Seine „Methode der sukzessiven Approximation“ besteht im wesentlichen darin, daß zuerst aus den ursprünglichen Reihen — bei ihm übrigens aus φ_e (evening) und φ_m (morning) getrennt — Näherungskoodinaten des Poles gerechnet werden. Mit diesen befreit er die Elemente der $\Sigma\Delta\Phi$ vom Einfluß der lokalen Variation (L. V.). Vergewenwärtigt man sich die Treppe:

	Gruppe I	Gruppe II	Gruppe III
Epoche t	$\varphi_{e,t}$	$\varphi_{m,t}$	
Epoche $(t+1)$		$\varphi_{e,t+1}$	$\varphi_{m,t+1}$

so setzt Kimura z. B. für die zwei Beobachtungsabschnitte der Gruppe II:

$$\begin{aligned}\varphi_{e,t+1} &= \varphi'_0 + (\text{L. V.})_{t+1} + Z_e - \Delta \delta_{\text{II}} \\ \varphi_{m,t+1} &= \varphi'_0 + (\text{L. V.})_t + Z_m - \Delta \delta_{\text{II}},\end{aligned}$$

wobei $\Delta \delta_{\text{II}}$ die Deklinationskorrektur der Gruppe und Z das „lokale z -Glieder“ der Form $a_2 \sin (2 \odot - \alpha + A_2)$ bedeutet. Bezeichnet man mit α_1 die mittlere Rektaszension der ersten, mit α_2 die der zweiten Gruppe an jedem Abend, so sind $(\odot - \alpha_1)$ und $(\odot - \alpha_2)$ für das ganze Jahr zwei um 30° verschiedene Konstante und Z wird eine reine Jahresperiode. Nach Abzug der „Local Variation“ bleibt die Differenz:

$$(Z_e - Z_m) = a_2 \cos (\odot_e + \odot_m - \alpha + A_2) = a_2 \cos (\alpha + A_2)^*, \quad \dots (14)$$

aus der Kimura die Konstanten der Periode Z ermittelt. In unserer Bezeichnungsweise ist dagegen bei Abstraktion vom Einfluß der Polbahn und der Deklinationsfehler:

$$\begin{aligned}\varphi_{e,t} &= b \sin (\odot_t - \beta) + \frac{a}{2} \sin (\odot_t - \alpha) \\ \varphi_{m,t} &= b \sin (\odot_t - \beta) - \frac{a}{2} \sin (\odot_t - \alpha) \\ \varphi_{e,t+1} &= b \sin (\odot_{t+1} - \beta) + \frac{a}{2} \sin (\odot_{t+1} - \alpha)\end{aligned}$$

und

$$\Delta \varphi = (\varphi_{e,t+1} - \varphi_{m,t}) = \Delta z_p + \frac{a}{2} [\sin (\odot_{t+1} - \alpha) + \sin (\odot_t - \alpha)].$$

Der zweite Term ist natürlich die Differenz des sekundären z -Gliedes

$$\Delta z_s = \frac{a}{2} \cotg 15^\circ [\sin (\odot_{t+1} - \alpha - 90^\circ) - \sin (\odot_t - \alpha - 90^\circ)].$$

Mithin setzt sich Kimuras Z aus dem sekundären z -Glieder und jenem Restteil des primären z -Gliedes zusammen, der die Polkoordinaten nicht mehr affiziert. Denn die mögliche Verfälschung der Polbahn durch das primäre z -Glieder ist bereits in den Näherungskordinaten enthalten.

Der weitere Vorgang, nämlich die Wiederholung der Berechnung von $x y z$ nach Subtraktion des lokalen Z , läuft demnach auf den Ansatz:

$$\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2} \right) - z_s = x \cos \lambda + y \sin \lambda + z \quad \dots \dots \dots (15)$$

hinaus. Dementsprechend ist die mittlere Jahresperiode in Kimuras Polkoordinaten:

$$\begin{aligned}x_K &= 0.080'' \sin (\odot - 75^\circ) \} \\ y_K &= 0.091'' \sin (\odot - 350^\circ) \} \quad \dots \dots \dots (13c)\end{aligned}$$

*) Es ist für die Kombination I/II: $\odot = 210^\circ$, $\alpha_1 = 1^h$, $\alpha_2 = 3^h$; II/III: $\odot = 240^\circ$, $\alpha_2 = 3^h$, $\alpha_3 = 5^h$, also für Gruppe II: $\alpha_2 = 45^\circ$, $\odot_e + \odot_m = 450^\circ = 2 \alpha$; siehe Band 7, S. 36.

abgesehen von den kleinen Korrekturen wegen der jährlichen Parallaxe und der Lotstörung durch die Sonne, ident mit:

$$x_k = x_2 - x_1, \quad y_k = y_2 - y_1.$$

Je nach dem verwendeten Reduktionsverfahren schwankt also die Amplitude in y um mehr als das Doppelte! Der Einfluß auf x ist für den behandelten Zeitraum zufällig sehr klein.

Man hat daher zu achten, daß die der Ableitung der Polbahn zugrunde gelegten Reihen vom sekundären z -Glied unabhängig sind. Außer für die unveränderten Mittel $\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2}\right)$ ist dies für die alte Reduktionsweise des Zentralbureaus der Internationalen Erdmessung, Band I bis V der „Resultate des Breiten- dienstes“ der Fall. Denn diese Methode geht annähernd von den Größen

$$\left(\frac{\varphi_a + \varphi_n}{2}\right) + \left(\frac{G_a + G_n}{2}\right) \dots \dots \dots (16)$$

aus, wobei die G die für alle Stationen gleichen „Gruppenreduktionen“ darstellen. Sieht man von der rohen Verwendung der Schlußfehler ab, so sind sie die Mittelwerte unserer individuellen Reduktionsgrößen R über alle Stationen, deren Addition die Polkoordinaten nicht berührt. Die Reihen (16) liefern also im Mittel über alle Stationen dasselbe gesamte Kimuraglied wie die $\Delta\delta$ -freien Methoden, obwohl die Polkoordinaten nur durch das primäre z -Glied verfälscht sein können. Zum Studium der lokal bedingten Erscheinungen sind sie aber nicht geeignet.

Auch das von Wanach*) entwickelte Verfahren ist frei vom sekundären z -Glied. Seiner Fehlergleichung

$$\varphi + v = \varphi_0 + x \cos \lambda + y \sin \lambda - \Delta\delta_w \dots \dots \dots (17)$$

entnimmt man ja unmittelbar, daß die $\Delta\delta_w$ dem negativen Mittel der primären z -Glieder aller Stationen gleichzusetzen sind. Hingegen müssen die $\Delta\delta$ -freien Methoden vor Ableitung der Polbahn von der implizit enthaltenen Periode (5) befreit werden. Die neue Relation lautet:

$$\Sigma \Delta\Phi - (\text{Schlußfehler-Integral}) - z_s = x \cos \lambda + y \sin \lambda + z_p \dots \dots (18)$$

Freilich ist sehr bedauerlich, daß hierdurch der große Vorteil der absoluten Unabhängigkeit von den $\Delta\delta$ wieder verlorengeht, solange die periodische Abend- schwankung nicht frei von den Deklinationsfehlern ermittelt werden kann. Der systematische Unterschied zwischen meinen und Wanachs Polkoordinaten**)

$$\left. \begin{aligned} x &= x - x_w = 0.020'' \sin (\odot - 150^\circ), \\ y &= y - y_w = 0.010'' \sin (\odot - 206^\circ) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

im Zeitraum 1900—1912 liegt in der Außerachtlassung des letzten Termes linker Hand begründet und stellt die „Polbahn“ der sekundären z -Beträge dar.

*) B. Wanach: Resultate des Internationalen Breiten dienstes, Bd. V, S. 189.

**) A. N. 243, 96.

Wesentlich schwieriger gestaltet sich die Abschätzung des Einflusses der primären z -Komponenten auf die Polbahn. In Analogie zum sekundären z ist es nämlich wahrscheinlich, daß erstere auf den einzelnen Stationen im Mittel über mehrere Jahre ebenfalls gleichphasige Sinusschwankungen verschiedener Amplitude sind. Legt man statt des Ansatzes (1) Fehlergleichungen der Gestalt

$$\varphi + v = x \cos \lambda + y \sin \lambda$$

zugrunde, was übrigens höchstens bei $\Delta\delta$ -freien Reihen gemacht werden soll, da sonst auch die Deklinationsfehler die Polkoordinaten verfälschen, so bleiben Reste gleicher Phase, aber verschiedener Amplitude, wobei die Amplitudenverhältnisse durch die Koeffizienten der Normalgleichungen bestimmt sind. Für unsere drei Stationen z. B. lauten die Normalgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} x &= -0.449 \varphi_M + 0.520 \varphi_C - 0.247 \varphi_U, \\ y &= -0.609 \varphi_M - 0.077 \varphi_C + 0.726 \varphi_U. \end{aligned} \right\} \dots \dots (12a)$$

Die Ausgangswerte (11a) ergeben für x und y Perioden, die mit (13a) nahe übereinstimmen, während die Amplituden der ausgeschiedenen Reste:

$$\left. \begin{aligned} \text{Mizusawa: } z' &= 0.018'' \sin (\odot - 200^\circ), \\ \text{Carloforte: } z' &= 0.023'' \sin (\odot - 200^\circ), \\ \text{Ukiah: } z' &= 0.018'' \sin (\odot - 200^\circ) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (20)$$

die Null gesetzten Normalgleichungen befriedigen. Sie brauchen daher keineswegs mit den primären z -Gliedern ident zu sein.

Übrigens kann man auch für die erzwungene Schwingung des Rotationspoles eine Kreisbahn:

$$x = \sigma \sin (\odot - \tau), \quad y = \sigma \cos (\odot - \tau)$$

voraussetzen und gleichzeitig für die Reste gleiche Phase vorschreiben. Für drei Stationen ist die Lösung gerade eindeutig. Man findet aus (11a):

$$\sigma = 0.075''; \quad \tau = 90^\circ$$

und die „primären z -Glieder“:

$$\left. \begin{aligned} \text{Mizusawa: } z' &= 0.027'' \sin (\odot - 202^\circ), \\ \text{Carloforte: } z' &= 0.000'', \\ \text{Ukiah: } z' &= 0.039'' \sin (\odot - 202^\circ). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

Infolge der angedeuteten verschiedenen Möglichkeiten kann der Nachweis eines Einflusses der primären z -Glieder nur indirekt geführt werden. Besteht nämlich ein derartiger Einfluß, so werden die Polkoordinaten in systematischer Weise von der Kombination der zu ihrer Bestimmung herangezogenen Stationen abhängen. Wir erstrecken die Überprüfung versuchsweise auf die graphisch angeglichenen Schwankungen der Stationspolhöhen 1900—1906 auf S. 220/21 des 3. Bandes der „Resultate“. Den daselbst aus allen sechs Stationen (Mizusawa, Tschardjui, Carloforte, Gaithersburg, Cincinnati und Ukiah) ermittelten Polkoordinaten stellen wir jene Werte gegenüber, die sich aus den drei noch tätigen Stationen

Mizusawa, Carloforte und Ukiak gemäß (12) ergeben. Die Normalgleichungen für das alte Stationsnetz

$$\begin{aligned}x &= -0.437 \varphi_M + 0.189 \varphi_T + 0.426 \varphi_C + 0.101 \varphi_G + 0.042 \varphi_{Ci} - 0.272 \varphi_U, \\y &= -0.258 \varphi_M - 0.287 \varphi_T - 0.059 \varphi_C + 0.224 \varphi_G + 0.225 \varphi_{Ci} - 0.157 \varphi_U\end{aligned}$$

lassen erkennen, daß die x -Koordinate bei dieser Trennung zufällig kein sicheres Ergebnis verspricht. Wir beschränken uns daher auf die y -Werte. Die folgende Tabelle der $\Delta y = y_6 - y_3$ zeigt neben einer kleinen Jahresperiode einen größeren systematischen Verlauf von etwa 5jähriger Periode. Obwohl natürlich diese Tabelle noch nicht zu einem abschließenden Urteil über den Einfluß der primären z -Glieder auf die Polbahn berechtigt, bleibt die auftretende Periode von 5 Jahren sehr bedenklich. Denn eine solche wurde schon im Radiusvektor der Polbahn im Zusammenhang mit den „Wittingschen Störungen“ nachgewiesen*). Es besteht also die Möglichkeit, daß diese Störungen bzw. die Veränderlichkeit der Chandler'schen Periode, die theoretisch ohnedies nur schwer erklärbar ist, bloß durch rein lokale Erscheinungen vorgetäuscht ist.

$$\Delta y = (y_6 - y_3) \cdot 10^{-3}$$

t	1900	1901	1902	1903	1904	1905
0.0	— 44	+ 6	+ 2	+ 20	— 12	— 18
.1	— 52	+ 16	— 11	— 2	+ 13	— 42
.2	— 40	+ 2	+ 22	— 4	+ 12	— 54
.3	— 16	— 13	+ 33	+ 6	+ 18	— 68
.4	— 3	— 10	+ 37	+ 10	— 1	— 62
.5	— 14	— 6	+ 39	+ 13	— 19	— 26
.6	— 31	— 24	+ 27	+ 25	— 20	— 6
.7	— 35	— 14	+ 24	+ 9	— 22	+ 1
.8	— 21	+ 11	+ 27	— 15	— 18	+ 11
.9	0	+ 29	+ 28	— 34	— 5	+ 12

Schon diese Betrachtungen lehren, daß die Bestandteile der Jahresperioden ohne weitere theoretische Grundlagen nicht mit Sicherheit getrennt werden können. Jedenfalls ist die Methode der kleinsten Quadrate kein geeignetes Instrument zur Lösung dieser Aufgabe.

In diesem Zusammenhang sei noch Mahnkopfs Ableitung**) der „individuellen z -Beträge“ aus den zuerst von Wanach angegebenen $\Delta \zeta$ -Perioden als irrig erwiesen. Das mittlere primäre z -Glied des Zeitraumes 1900—1912 ergibt sich mit:

$$z_p = 0.045'' \sin (\odot - 174^\circ).$$

Wanach hat aber die ursprünglichen Reihen φ_a und φ_n durch eine Anzahl kleiner Korrektionsglieder abgeändert, die selbst ein primäres z -Glied im Betrage von

*) K. Ledersteger: Über die Analyse des Radiusvektors der Polbahn. Gerl. Beiträge z. Geophys. **26**, 314—332 (1930).

**) B. Wanach u. H. Mahnkopf: Ergebnisse des Internationalen Breitendienstes 1912.0—1922.7. Potsdam 1932, S. 237—241.

$0.016'' \sin(\odot - 47^\circ)$ besitzen. Somit wird das primäre z -Glieder der abgeänderten Treppenwerte

$$z_p = 0.038'' \sin(\odot - 154^\circ),$$

dem die Periode der Wanachschens Deklinationskorrekturen

$$-z_p = \Delta \delta_W = 0.036'' \sin(\odot - 934^\circ)$$

gegenübersteht. Im Hinblick auf die gänzlich verschiedene Ableitung dieser Periode kann ihre Übereinstimmung als vollkommen bezeichnet werden. Aus der Definition der $\Delta \zeta$ -Perioden

$$\Delta \zeta = (\zeta_a - \zeta_n) = (\varphi_a - \varphi_n) + (\Delta \delta_a - \Delta \delta_n)$$

folgt wegen

$$(\varphi_a + \varphi_n) = \frac{1}{12} S + (R_n - R_a) = \frac{1}{12} S + \Delta z_s,$$

daß sich $\Delta \zeta$ aus der Differenzkurve des individuellen sekundären und des mittleren primären z -Glieder zusammensetzt. Die Summation nach Formel (5) liefert somit auch nicht die individuellen gesamten z -Beträge, wie Mahnkopf in Verkenennung dieses Sachverhaltes annimmt. Vielmehr geben die $\Delta \zeta$ -Perioden noch weit geringeren Aufschluß als die Perioden des sekundären z -Glieder, die allein individuell erfaßbar sind.

Über den Einfluß der mitschwingenden Luft bei den magnetischen Schwingungsbeobachtungen

Von G. Fanslau, Berlin-Charlottenburg

Die am Magnetischen Observatorium in Potsdam ausgeführten Messungen über den Einfluß der mitschwingenden Luft haben gezeigt, daß dieser Einfluß auch bei den magnetischen Schwingungen nicht unberücksichtigt bleiben darf. Die als Beispiele berechneten Fehler liegen weit über der erreichbaren Meßgenauigkeit.

Die Grundgenauigkeit in der erdmagnetischen Meßtechnik beträgt gegenwärtig $1 \gamma = 10^{-5} I$. Dabei werden die 0.1γ als Rechenstelle noch mitgenommen. Dem entspricht in der Schwingungsdauer bei der Bestimmung der Horizontalintensität des Erdfeldes eine Genauigkeit von 10^{-5} sec. Unter diesen Umständen liegt natürlich die Frage sehr nahe, inwieweit die in ihrem statischen Zustand gestörte Umgebungsluft des schwingenden Körpers dessen Schwingungsdauer beeinflusst. Rein theoretisch sind folgende vier Hauptpunkte dieses Einflusses denkbar:

1. Änderung der für das Vakuum gültigen Schwingungsdauer des Körpers beim Schwingen im luftgefüllten Raum.

2. Abhängigkeit dieser Änderung bei gleichbleibender mittlerer Schwingungsdauer von der geometrischen Form des Körpers, insbesondere von seiner Länge.

3. Abhängigkeit dieser Änderung bei gleichbleibender geometrischer Form des Körpers von seiner Schwingungsdauer.

4. Abhängigkeit dieser Änderung von der Art der Begrenzung des Schwingungsraumes.

Jeder einzelne dieser vier Fälle bringt meßtechnisch wichtige Folgerungen.

Zu 1: a) Man darf bei den magnetischen Schwingungen nie das errechnete Trägheitsmoment des Magneten einsetzen. Da ja neuerdings vielfach — z. B. auch im magnetischen Observatorium in Niemeck — sehr sorgfältig gearbeitete Hohlzylinder ohne Suspensionsstifte als Magnete benutzt werden, wäre eine exakte Berechnung des Trägheitsmoments ohne weiteres möglich.

b) Der Einfluß der extremen Luftdruckschwankungen kann kleine Korrekturen für die Schwingungsdauer nötig machen.

c) Weitaus am wichtigsten dürfte jedoch die Berücksichtigung dieser Korrekturen bei Gebirgsmessungen sein, da ja der Luftdruck mit der Höhe rasch abnimmt und so Messungen in Höhen von 3000 bis 4000 Metern bei wesentlich anderen Drucken stattfinden, als solche im Meeresniveau.

Zu 2: Verwendet man zur Bestimmung des Trägheitsmoments des Magneten z. B. Trägheitsstäbe, die länger sind, als der Magnet selbst, die also in den Magneten hineingeschoben an beiden Enden herausragen, so tritt dadurch eine Veränderung der geometrischen Gestalt des schwingenden Körpers ein und damit auch eine Veränderung des Einflusses der mitschwingenden Luftmassen.

Zu 3: a) Benutzt man z. B. bei Polarexpeditionen einen Magneten zu relativen *H*-Messungen, der in einem Observatorium mittlerer Breiten angeschlossen wurde, so findet eine erhebliche Zunahme der Schwingungsdauer dieses Magneten gegenüber der im Heimatobservatorium gemessenen statt. In solchen Fällen können kleine Korrekturen notwendig werden.

b) Selbst wenn man bei der Bestimmung des Trägheitsmoments eines Magneten Trägheitsstäbe benutzt, die genau dieselbe Länge haben, wie der Magnet selbst, die also, abgesehen von der Umwandlung aus einem Hohl- in einen Vollzylinder, keine geometrische Änderung des schwingenden Körpers hervorrufen, so hat man doch in der starken — natürlich für die ganze Bestimmung notwendigen — Veränderung der Schwingungsdauer denselben störenden Faktor zu berücksichtigen, wie bei 3a.

Zu 4: Die hier in Frage kommenden Verhältnisse sind äußerst vielgestaltig und verwickelt, so daß ich im folgenden vorläufig nicht näher hierauf eingehen möchte.

Unter den eben kurz geschilderten Umständen ist es natürlich, daß schon sehr früh Versuche unternommen wurden, diese Einflüsse messend zu erfassen. Die erste Arbeit dürfte von Lamont stammen, der bereits im Jahre 1847 der-

artige Messungen ausführte*). Wegen der Kleinheit dieser Korrekturen ist dann das ganze Problem lange Zeit unbeachtet geblieben, bis 1905 W. Watson die Messungen wieder aufgriff und zeigte, daß eigentlich diese Korrekturen nicht vernachlässigt werden dürften**). Errechnet er doch in seiner Arbeit einen Fehler in der absoluten Horizontalintensitätsbestimmung von $\sim 5\%$. Im Anschluß an diese Untersuchungen wurden im Potsdamer magnetischen Observatorium noch unter dessen früheren Leiter Prof. Ad. Schmidt Versuche unternommen, die Grundlagen dieser Messungen zu verbessern. Als ich im Jahre 1932 diese Untersuchungen wieder aufgriff, war eine der ersten Vorbedingungen die, ein zuverlässiges Schwingungsmeßgerät zu entwickeln. Dank dem freundlichen Entgegenkommen der Deutschen Forschungsgemeinschaft konnte dies ziemlich rasch geschehen, so daß jetzt für solche Messungen ein zuverlässiges, für Dauerbetrieb besonders geeignetes Schwingungsmeßgerät zur Verfügung steht***). Da ich im Jahre 1934 den Gesamtbetrieb im Ad. Schmidt-Observatorium in Niemegk übernahm, blieb mir nicht mehr die nötige Zeit, mich diesen Untersuchungen persönlich zu widmen. Ich habe mich also entschlossen, die Aufgabe als Dissertation zu vergeben, die inzwischen von Herrn A. Burger ausgeführt und erschienen ist†). Die Messungen werden jetzt noch nach verschiedenen Richtungen hin fortgesetzt. In vorliegender kurzer Notiz möchte ich mehr referierend die bisher — also insbesondere von Burger — erzielten Ergebnisse erwähnen. Über alle technischen Einzelheiten gibt die Originalarbeit von Burger erschöpfend Auskunft.

Zur Beantwortung aller oben aufgeworfenen Fragen genügt es, die Schwingungsdauer von Stäben verschiedener Länge (Punkt 2) an Fäden verschiedener Torsionskraft (Punkt 3) bei verschiedenen Drucken (Punkt 1) zu beobachten. Demzufolge wurden im Intervall von einer Atmosphäre Überdruck bis eine Atmosphäre Unterdruck im allgemeinen bei Druckänderungsstufen von 100 mm folgende Messungen ausgeführt††):

Tabelle 1†††)

Stab Nr.	Trägheitsmoment K in $\text{cm}^2 \text{g}$	Länge in cm	Schwingungsdauer T in sec		
1	4518	20.0	5.2	2.7	} Vollzylinder; Durchmesser 1 cm
2	3860	19.0	4.8	2.5	
5	2258	16.0	8.2	3.7	
3	546	10.0	11.1	4.6	
4	352	7.5	8.8	3.7	Hohlzylinder; Durchmesser innen: 1.0 cm, außen: 1.6 cm

*) Poggend. Ann. d. Phys. **71** (1847).

) Proc. of the Phys. Soc. London **19, 139ff. (1905).

) Zeitschr. f. Geophys. **9, Heft 1/2, 93—98 (1933).

†) Dissertation, Philosophische Fakultät Berlin 1935.

††) Es ist wohl kaum erforderlich darauf hinzuweisen, daß alle diese Messungen zur Erhöhung ihrer Einfachheit und Zuverlässigkeit an unmagnetischen Stäben vorgenommen wurden.

†††) Durchweg nur runde Zahlen, genaue Angaben s. bei Burger l. c.

Dabei ergab sich folgendes:

Tabelle 2

Stab Nr.	Mittleres T in sec	ΔT in 10^{-5} sec	ΔK in $\text{cm}^2 \text{g}$
		bezogen auf Vakuum	gegen Normaldruck
1	5.2	220	3.82
	2.7	93	3.04
2	4.8	150	2.40
	2.5	60	1.81
3	11.1	450	0.45
	4.6	135	0.32
4	8.8	495	0.40
	3.7	185	0.36
5	8.2	250	1.36
	3.7	100	1.21
	1.9	50	1.16

In der Tabelle 2 sind außer den Änderungen der Schwingungsdauer auch die daraus berechneten Veränderungen des Trägheitsmomentes angegeben, ohne zunächst damit irgend etwas über die wirklich obwaltenden physikalischen Vorgänge aussagen zu wollen. Für den vorliegenden Zweck ist es ja vorerst auch gar nicht nötig, über diese Vorgänge genau orientiert zu sein. Vielmehr läßt sich ja aus dem ΔT direkt der Fehler in γ angeben.

Es ist zunächst von Wichtigkeit, sich über den Unterschied zwischen dem wirklichen (geometrischen) und effektiven (luftbehafteten) Trägheitsmoment eines Magneten Rechenschaft abzulegen. Bei einer Schwingungsdauer von 4.7 sec ist dieser Unterschied für einen Magneten mit den Abmessungen des Stabes 4 rund $0.4 \text{ cm}^2 \text{g}$, das entspricht 25γ . Man erkennt hieraus, welche im Grunde genommen doch recht bedeutende Rolle die umgebende Luft bei dem Schwingungsvorgang spielt und kann allein schon aus dieser Zahl ohne viel Rechnung abschätzen, daß man in vielen Fällen den Zustandsänderungen — denn auf diese kommt es in der Hauptsache an — der umgebenden Luft volle Beachtung schenken muß, um daraus entspringende Fehler zu vermeiden. An einigen Beispielen will ich die Größe dieser Fehler zeigen:

1. Ein Magnet (Abmessungen wie Stab 4, $K_m = 352 \text{ cm}^2 \text{g}$) wurde zur Bestimmung seines Trägheitsmomentes mit einem Trägheitsstab von $K_s = 4500 \text{ cm}^2 \text{g}$ belastet, ohne dadurch, außer der Verwandlung aus einem Hohl- in einen Vollzylinder, irgendwelche Veränderungen in seiner geometrischen Gestalt zu erleiden. Seine Schwingungsdauer von 4.7 sec verändert sich dabei um den Betrag von 12.7 sec in 17.4 sec. Für die Differenz der bei diesen beiden verschiedenen Schwingungsdauern wirksamen Trägheitsmomentsvermehrungen gibt Tabelle 2 näherungsweise $0.09 \text{ cm}^2 \text{g}$, entsprechend wird H um etwa 7γ zu groß.

2. Derselbe Magnet wurde zu Messungen an Stationen in 4000 m Meereshöhe benutzt, wobei Anschlußmessungen im Meeresniveau verwertet werden. Unter

Voraussetzung nahezu gleicher mittlerer Schwingungsdauer von 4.7 sec an beiden Stationen bringt die vorhandene Druckdifferenz von rund 393 mb eine Änderung des zusätzlichen Trägheitsmomentes der Luft von $0.14 \text{ cm}^2 \text{ g}$, d. h. H wird um etwa 7γ zu groß gemessen.

3. Des Interesses wegen seien hier noch die Korrekturen abgeschätzt, die die maximalen Luftdruckschwankungen bei den Schwingungsbeobachtungen nötig machen können. Bei Schwankungen von 80 mb ergeben sich Änderungen im effektiven Trägheitsmoment von 0.03, d. h. etwa 2.3γ . Bei den Observatoriumsmessungen hoher Genauigkeit mit Angabe der Zehntel γ dürften also eigentlich selbst diese Korrekturen nicht unberücksichtigt bleiben. Korrigiert man doch auch die Ablesungen am Thermometer bei den Ablenkungs- und Schwingungsbeobachtungen auf Teilungsfehler. Diese Teilungsfehler sind sicher nicht größer als einige wenige Zehntel Grad, entsprechen also z. B. bei 0.2^0 auch nur einer Korrektur von 4γ .

Alle drei Beispiele habe ich auf mittlere Potsdamer Verhältnisse bezogen. Weitere Zahlenbeispiele sollen hier nicht gegeben werden, da hierüber in der Arbeit von Burger genügend Einzelheiten enthalten sind.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß die Ansicht, diesen ganzen Fragenkomplex als für die erdmagnetische Meßtechnik belanglos zu betrachten, nicht aufrecht erhalten werden kann, wenn anders überhaupt eine erstrebenswerte Genauigkeit von 1γ anerkannt werden soll. Mit Rücksicht darauf, daß der absolute magnetische Theodolit — und damit auch die Schwingungsmethode — wegen seiner vielen großen Vorteile niemals durch galvanische Instrumente voll ersetzt werden kann, ist eine nähere Kenntnis aller dieser Vorgänge von großer Bedeutung. Das Ziel unserer weiteren Messungen ist die Aufstellung von Tabellen, mit deren Hilfe leicht für jeden speziellen Fall die Größe der erforderlichen Korrektur abgeschätzt werden kann.

Es ist natürlich von großem Interesse, zu sehen, wie weit die hier erzielten Ergebnisse mit den vor allen Dingen bei den Pendelmessungen ja schon lange bekannten Korrekturen übereinstimmen. Wenn auch dort die untersuchten Schwingungskörper wesentlich andere Gestalt haben, die Resultate also nicht ohne weiteres übertragbar sind, so sind doch die physikalischen Vorgänge hier und dort dieselben, und die erzielten Ergebnisse werden sich in äußerst nützlicher Weise ergänzen. Über diese rein physikalischen Fragen hoffe ich nach Abschluß einiger noch in Gang befindlicher Messungen in Kürze berichten zu können.

Potsdam, Magnetisches Observatorium.

Tabelle der Normalschwere von 47° bis 56° Breite für sehr genaue relative Schweremessungen

Von O. Meißer, Jena

Für die Reduktion von Schwerewerten, die eine große relative Genauigkeit von $\frac{1}{10}$ mgal aufweisen sollen, hat es sich als zweckmäßig erwiesen, eine entsprechende Tabelle des jeweiligen Meßgebietes zu besitzen. In der Tabelle 2 werden die Werte $\gamma(\varphi)$ der Normalschwere nach der Formel von Helmert (1901)*) gemäß:

$$\text{Helmert (1901): } \gamma(\varphi) = 978.030 (1 + 0,005802 \sin^2 \varphi - 0,000007 \sin^2 2 \varphi) \quad (1)$$

für die geographischen Breiten $\varphi = 47^\circ$ bis 56° von Minute zu Minute gegeben. Die Werte**) sind auf 0.01 mgal angegeben, damit man stets die $\frac{1}{10}$ mgal sicher angeben kann.

Soll eine andere Schwereformel γ_X für die Normalschwere als die von Helmert (1901) γ_H zugrunde gelegt werden, so empfiehlt es sich, eine entsprechende Umrechnungstabelle anzulegen, so daß man durch eine Korrektur $\gamma_X - \gamma_H$ an γ_H sofort die Werte für γ_X erhält. Als Beispiele dienen folgende Formeln:

$$\text{Bowie (1917): } \gamma_B(\varphi) = 978.039 (1 + 0.005294 \sin^2 \varphi - 0.000007 \sin^2 2 \varphi) \quad (2)$$

$$\text{Cassinis (1930): } \gamma_C(\varphi) = 978.049 (1 + 0.005288_4 \sin^2 \varphi - 0.000005_9 \sin^2 2 \varphi) \quad (3)$$

Die Umrechnungstabellen sind für die Formeln (2) und (3) in Milligal:

Tabelle 1

φ	$\gamma_B - \gamma_H$	$\gamma_C - \gamma_H$	φ	$\gamma_B - \gamma_H$	$\gamma_C - \gamma_H$
47°	4.84	13.01	52°	4.17	11.82
48	4.71	12.77	53	4.04	11.57
49	4.57	12.54	54	3.91	11.33
50	4.44	12.30	55	3.78	11.09
51	4.30	12.06	56	3.65	10.85

Tabelle 2

φ	g_φ	0'	1'	2'	3'	4'	5'	6'	7'	8'	9'	
47° 0.0'	980,7	96.81	98.31	99.82	*01.32	*02.83	*04.33	*05.84	*07.34	*08.85	*10.35	1 0.15
1.0'	980,8	11.86	13.36	14.87	16.37	17.88	19.38	20.88	22.39	23.89	25.40	2 0.30
2.0'		26.90	28.40	29.91	31.41	32.92	34.42	35.92	37.43	38.93	40.43	3 0.45
3.0'		41.94	43.44	44.94	46.45	47.95	49.45	50.95	52.46	53.96	55.46	4 0.60
4.0'		56.97	58.47	59.97	61.47	62.98	64.48	65.98	67.48	68.99	70.49	5 0.75
5.0'		71.99	73.49	74.99	76.49	78.00	79.50	81.00	82.50	84.00	85.50	6 0.90
												7 1.05
												8 1.20
												9 1.35

*) Siehe F. Kohlrausch: Lehrb. d. prakt. Phys., 17. Aufl., 1935, S. 74.

**) Die Rechnungen wurden ausgeführt von den Herren cand. geol. F. Lemke, cand. geol. K. Körner und Dr. A. Herrmann.

φ	$g\varphi$	0'	1'	2'	3'	4'	5'	6'	7'	8'	9'
48°0.0'		87.00	88.50	90.00	91.51	93.01	94.51	96.01	97.51	99.01	*00.51
1.0'	980,9	02.01	03.51	05.01	06.51	08.01	09.51	11.01	12.51	14.01	15.51
2.0'		17.01	18.50	20.00	21.50	23.00	24.50	26.00	27.49	28.99	30.49
3.0'		31.99	33.49	34.99	36.48	37.98	39.48	40.98	42.48	43.97	45.47
4.0'		46.97	48.46	49.96	51.46	52.95	54.45	55.95	57.44	58.94	60.44
5.0'		61.93	63.43	64.92	66.42	67.92	69.41	70.91	72.40	73.90	75.39
49°0.0'		76.89	78.38	79.88	81.37	82.86	84.36	85.85	87.35	88.84	90.33
1.0'		91.83	93.32	94.81	96.31	97.80	99.30	*00.79	*02.28	*03.77	*05.27
2.0'	981,0	06.76	08.25	09.74	11.23	12.73	14.22	15.71	17.20	18.69	20.18
3.0'		21.68	23.17	24.66	26.15	27.64	29.13	30.62	32.11	33.60	35.09
4.0'		36.58	38.07	39.56	41.05	42.54	44.03	45.51	47.00	48.49	49.98
5.0'		51.47	52.96	54.45	55.93	57.42	58.91	60.40	61.88	63.37	64.86
50°0.0'		66.35	67.83	69.32	70.80	72.29	73.78	75.26	76.75	78.23	79.72
1.0'		81.21	82.69	84.18	85.66	87.15	88.63	90.12	91.60	93.08	94.57
2.0'		96.05	97.54	99.02	*00.50	*01.99	*03.47	*04.95	*06.43	*07.92	*09.40
3.0'	981,1	10.88	12.36	13.85	15.33	16.81	18.29	19.77	21.25	22.73	24.22
4.0'		25.70	27.18	28.66	30.14	31.62	33.10	34.58	36.05	37.53	39.01
5.0'		40.49	41.97	43.45	44.93	46.40	47.88	49.36	50.84	52.32	53.79
51°0.0'		55.27	56.75	58.23	59.70	61.18	62.66	64.13	65.61	67.08	68.56
1.0'		70.03	71.51	72.98	74.46	75.93	77.41	78.88	80.36	81.83	83.30
2.0'		84.78	86.25	87.72	89.20	90.67	92.14	93.61	95.09	96.56	98.03
3.0'		99.50	*00.97	*02.44	*03.92	*05.39	*06.86	*08.33	*09.80	*11.27	*12.74
4.0'	981,2	14.21	15.68	17.15	18.61	20.08	21.55	23.02	24.49	25.96	27.42
5.0'		28.89	30.36	31.83	33.29	34.76	36.23	37.69	39.16	40.62	42.09
52°0.0'		43.56	45.02	46.49	47.95	49.42	50.88	52.35	53.81	55.27	56.74
1.0'		58.20	59.66	61.13	62.59	64.06	65.52	66.98	68.44	69.90	71.37
2.0'		72.83	74.29	75.75	77.21	78.67	80.13	81.59	83.05	84.51	85.97
3.0'		87.42	88.88	90.34	91.80	93.26	94.72	96.17	97.63	99.09	*00.55
4.0'	981,3	02.00	03.46	04.92	06.37	07.83	09.29	10.74	12.20	13.65	15.11
5.0'		16.56	18.01	19.47	20.92	22.38	23.83	25.28	26.73	28.19	29.64
53°0.0'		31.09	32.54	34.00	35.45	36.90	38.35	39.80	41.25	42.70	44.15
1.0'		45.60	47.05	48.50	49.95	51.40	52.85	54.29	55.74	57.19	58.64
2.0'		60.09	61.53	62.98	64.43	65.87	67.32	68.76	70.21	71.65	73.10
3.0'		74.55	75.99	77.43	78.88	80.32	81.77	83.21	84.65	86.09	87.54
4.0'		88.98	90.42	91.86	93.30	94.75	96.19	97.63	99.07	*00.51	*01.95
5.0'	981,4	03.39	04.83	06.27	07.71	09.14	10.58	12.02	13.46	14.90	16.33
54°0.0'		17.77	19.21	20.64	22.08	23.52	24.95	26.39	27.82	29.26	30.69
1.0'		32.13	33.56	35.00	36.43	37.87	39.30	40.73	42.16	43.59	45.02
2.0'		46.46	47.89	49.32	50.75	52.18	53.61	55.04	56.47	57.90	59.33
3.0'		60.76	62.19	63.61	65.04	66.47	67.90	69.33	70.75	72.18	73.60
4.0'		75.03	76.45	77.88	79.30	80.73	82.15	83.58	85.00	86.43	87.85
5.0'	981,4	89.27	90.69	92.12	93.54	94.96	96.38	97.80	99.23	*00.65	*02.07
55°0.0'	981,5	03.49	04.91	06.33	07.75	09.16	10.58	12.00	13.42	14.84	16.25
1.0'		17.67	19.09	20.50	21.92	23.34	24.75	26.17	27.58	29.00	30.41
2.0'		31.83	33.24	34.65	36.07	37.48	38.89	40.31	41.72	43.13	44.54
3.0'		45.95	47.36	48.77	50.18	51.59	53.00	54.41	55.82	57.23	58.64
4.0'		60.05	61.45	62.86	64.27	65.67	67.08	68.48	69.89	71.30	72.70
5.0'		74.11	75.51	76.91	78.32	79.72	81.13	82.53	83.93	85.33	86.73
56°	981,5	88.14									

Bemerkung zur Potentialtheorie des Schwerkraftfeldes

Von Karl Jung, Potsdam

Bei Verwendung von nach Prey reduzierten Schwerewerten zur Bestimmung der Geoidgestalt darf die Poissonsche Gleichung der Potentialtheorie nicht durch die Laplacesche Gleichung ersetzt werden.

Auf Seite 27 in Heft 1 dieser Zeitschrift wird erneut versucht, durch eine zahlenmäßige Abschätzung nachzuweisen, daß die Verwendung der Laplaceschen Gleichung der Potentialtheorie an Stelle der Poissonschen Gleichung im Innern der Erdkruste mit ausreichender Genauigkeit zulässig ist. Hierbei wird der Ausdruck $4\pi f\rho$ (f = Gravitationskonstante, ρ = Dichte), der die Dimension $\text{sec}^{-2} = \text{gal/cm}$ einer räumlichen Schwereänderung hat, zu Vergleichszwecken dadurch „in Milligal ausgedrückt“, daß er mit dem Erdradius a multipliziert und durch die Maßzahl des Erdradius ($6.4 \cdot 10^8$) dividiert wird. So ergibt sich für $4\pi f\rho$ ein Wert von 0.0025 Milligal, der im Vergleich zu dem bekannten Betrag der Schwereintensität und den Schwereanomalien außerordentlich klein ist und augenfällig eine Vernachlässigung von $4\pi f\rho$ zu rechtfertigen scheint.

Dieses irreführende Verfahren ist jedoch nicht geeignet, den wahren Sachverhalt aufzuklären. Da der Ausdruck $4\pi f\rho = 0.0025 \text{ mgal/cm}$ die Dimension einer Schwereänderung hat und z. B. bei der Reduktion nach Prey in der Bedeutung eines vertikalen Schweregradienten auftritt, muß er mit räumlichen Schwereänderungen verglichen werden. Wenn man bedenkt, daß der vertikale Schweregradient des normalen Schwerfeldes $-\partial g/\partial r = 2g/a = 0.0031 \text{ mgal/cm}$ nur wenig größer ist, dürfte eine Vernachlässigung von $4\pi f\rho$ sehr bedenklich erscheinen.

Noch deutlicher zeigt sich die Notwendigkeit, diesen Ausdruck beizubehalten, wenn man die Beziehungen zwischen Laplacescher und Poissonscher Gleichung, Freiluftreduktion und Reduktion nach Prey untersucht. In Polarkoordinaten (r = Entfernung vom Erdmittelpunkt, ϑ = Komplement der Breite, λ = Länge) lautet der Laplacesche Differentialausdruck des Schweropotentials W :

$$\Delta W = \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 W}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \vartheta^2} + \frac{\cotg \vartheta}{r^2} \frac{\partial W}{\partial \vartheta}.$$

Die Glieder mit ϑ und λ sind von der Größenordnung der Krümmungsgrößen des Schwerfeldes, die nur in kleinen Bereichen den Betrag von 100 Eötvös-Einheiten = 0.0001 mgal/cm erreichen oder überschreiten. Untersucht man die Schwereverteilung im großen, so können sie sehr viel kleiner angesetzt und im Vergleich zu $\frac{2}{r} \frac{\partial W}{\partial r} = -\frac{2g}{a} = -0.0031 \text{ mgal/cm}$ vernachlässigt werden. Ver-

nachlässigt man außerdem das Zentrifugalkraftglied $2\omega^2 = 1.1 \cdot 10^{-5}$ mgal/cm, so lautet die Laplacesche Gleichung:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial W}{\partial r} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

die Poissonsche Gleichung:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial W}{\partial r} = -4\pi f \varrho \dots\dots\dots (2)$$

Mit den üblichen Vernachlässigungen ist $-\frac{\partial W}{\partial r} = g$, $\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} = -\frac{\partial g}{\partial r}$.

Setzt man dies in (1) und (2) ein, so erhält man aus der Laplaceschen Gleichung die Formel der Freiluftreduktion:

$$\frac{\partial g}{\partial r} = -\frac{2g}{r} \dots\dots\dots (1a)$$

aus der Poissonschen Gleichung die Formel der Reduktion nach Prey:

$$\frac{\partial g}{\partial r} = -\frac{2g}{r} + 4\pi f \varrho \dots\dots\dots (2a)$$

Hieraus folgt:

Kann man die Poissonsche Gleichung der Potentialtheorie durch die Laplacesche Gleichung ersetzen, so muß man mit gleichem Recht den Unterschied zwischen der Freiluftreduktion und der Reduktion nach Prey vernachlässigen können.

Daß dies nicht gestattet ist, dürfte bekannt sein.

Man hat nach wie vor die Laplacesche Gleichung auf Freiluftwerte, die Poissonsche Gleichung auf die nach Prey reduzierten Schwerewerte anzuwenden. Es ist unlogisch und nach obigem unzulässig, bei Berechnung der Geoidgestalt die Poissonsche Gleichung durch die Laplacesche zu ersetzen, wenn man durch Anwendung der Reduktion nach Prey anerkannt hat, daß die Poissonsche Gleichung maßgebend ist.

Potsdam, Geodätisches Institut, April 1936.

Stellungnahme zum vorangehenden Artikel (Potentialtheorie des Schwerfeldes)

Von F. Hopfner in Wien*)

Die Ausführungen des Herrn Dr. K. Jung treffen nicht den Kern der Frage. Zur Klarstellung möchte ich daher allen Fachkollegen den Weg zeigen, auf dem

*) Anmerkung der Schriftleitung. Herr Dr. K. Jung hat vor der Drucklegung von der Stellungnahme des Herrn Prof. Hopfner Kenntnis erhalten und behält sich vor, bei Gelegenheit darauf zurückzukommen.

nach meinem Dafürhalten ihre Kritik einzusetzen hätte: denn letzten Endes ist es mir ja nicht um einen persönlichen Erfolg, sondern nur um die Lösung des in den letzten Jahren meistbehandelten Problems der physikalischen Geodäsie zu tun. Die Berechnung der Undulation aus der Formel $\zeta = -T/\gamma$ verlangt die Kenntnis der Funktion $T = W - U = V - U + \frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y_l^2)$. Nehmen wir an, man könne sich die Werte der Funktion V in jedem Punkt des Geoids durch Messung verschaffen. In einem solchen Falle würde ich daran gehen, die gemessenen Werte V durch eine nach Kugelfunktionen fortschreitende Reihe interpolatorisch darzustellen. Es ist klar, daß diese interpolatorische Darstellung von V die Poissonsche Gleichung nicht erfüllen könnte.

Unglücklicherweise ist kein Verfahren zur Messung von V bekannt. Aber man kann sich die interpolatorische Darstellung von V bzw. T mittelbar aus den Randwerten der Schwerkraftbeschleunigung am Geoid verschaffen. Diese interpolatorische Darstellung ist nämlich jenes partikuläre Integral der partiellen Differentialgleichung für T , das die Forderung $\Delta T = 0$ erfüllt. *Hierbei spielt die Größenordnung von $4\pi f\rho$ — wie ich ausdrücklich hervorheben möchte — zunächst gar keine Rolle*; denn von der Tatsache, daß $4\pi f\rho$ verschwindend klein ist, mache ich erst in weiterer Folge Gebrauch, nämlich bei dem Nachweis, daß die Entwicklung für das äußere Potential mit gewissen Einschränkungen auch in den Punkten des Geoids existiert.

Gibt man zu, daß jenes partikuläre Integral der partiellen Differentialgleichung für T die oben geforderte interpolatorische Darstellung von T bzw. V ist, so kann kein Zweifel bestehen, daß ihrer zahlenmäßigen Berechnung Randwerte des Geoids zugrunde gelegt werden müssen, also Schwerkraftwerte, die nach dem Verfahren von Prey auf das Geoid übertragen worden sind; denn alle andern gebräuchlichen Reduktionsverfahren geben ja bekanntlich keine Randwerte. Da die interpolatorische Darstellung von T bzw. V ganz unabhängig von der Größenordnung von $4\pi f\rho$ durch die Gleichung $\Delta T = 0$ erklärt ist, kann eine Unlogik durch Anwendung nach Prey reduzierter Schwerkraftwerte bei der zahlenmäßigen Berechnung der Koeffizienten in jener interpolatorischen Darstellung natürlich nicht platzgreifen.

Die Kritik der Fachkollegen müßte daher meines Erachtens mit dem Nachweise einsetzen, daß jenes partikuläre Integral der partiellen Differentialgleichung für T , das die Forderung $\Delta T = 0$ erfüllt, nicht zur oben geforderten interpolatorischen Darstellung von T bzw. V führt. Hierbei sollte nicht übersehen werden, daß die Größenordnung von $4\pi f\rho$ erst bei Erörterung der Frage eine Rolle spielt, unter welchen Einschränkungen die Entwicklung des äußeren Potentials auch in den Punkten des Geoids existiert.

Erdstrahlungsmessungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr und elektrische Feldstärkemessungen im Gelände

(Untersuchungen zum Wüschelruteneffekt)

Von Stephan Stechhöfer — (Mit 12 Abbildungen)

Inhalt. I. *Einleitung.* Erdstrahlung, Meßverfahren; Wüschelruteneffekt; Fragestellung. II. *Radioaktive Messungen.* A. Beschreibung der Zählrohranordnung: a) Zählrohre; b) Verstärker und Zähler; c) Hochspannungsanlage. B. Ergebnisse der radioaktiven Messungen: a) Absorptionsmessungen; b) Messungen auf verschiedenen geologischen Formationen; c) Messungen auf Verwerfungen und einem „Reizstreifen“. III. *Elektrische Feldstärkemessungen.* a) Hypothesen über den Wüschelruteneffekt; b) Feldstärkemessungen; c) Besprechung verschiedener Auffassungen. IV. *Zusammenfassung.*

Mit einer tragbaren Zählrohranordnung wurde die Gammastrahlung im Gelände gemessen. Es sollte die Frage geklärt werden, ob als Ursache des Wüschelruteneffektes eine solche Strahlung in Betracht kommen könne. Außerdem wurde untersucht, ob an den Orten, an denen der Ruteneffekt auftritt, das elektrische Feld der Atmosphäre gestört ist.

Wie schon andere Strahlungsmessungen erwarten ließen, war über verschiedenen Böden die Strahlung verschieden. Über Verwerfungen und einem „Reizstreifen“ ließen sich jedoch keine Besonderheiten der Strahlung finden.

Messungen der elektrischen Feldstärke der Atmosphäre wurden ausgeführt, um festzustellen, ob über Verwerfungen oder „Reizstreifen“ eine Störung vorliegt.

I. *Einleitung*

„Erdstrahlungs“-Messungen nach der Gammastrahlenmethode wurden bisher meist mit Ionisationskammer und Elektrometer ausgeführt^{1) 2) 3)}. Benutzt wird dabei eine verhältnismäßig große Kammer (von mehreren Litern Inhalt).

Im Geiger-Müller-Zählrohr^{4) 5) 6)} gibt es nun ein weiteres Gerät zur Messung durchdringender Strahlung. Wegen der großen Empfindlichkeit dieser Anordnung kommt man mit einem kleinen Meßvolumen aus, allerdings sind wesentlich höhere Spannungen erforderlich. Zu Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung wird das Zählrohr viel verwendet und neuerdings ist auch schon die Gammastrahlung von Gesteinsproben damit nachgewiesen worden^{8) 19)}.

Suckstorff hat kürzlich²⁰⁾ das Zählrohr auch im Freien zu Gammastrahlungsmessungen benutzt. Ohne Kenntnis seiner Arbeit haben auch wir eine tragbare Zählrohranordnung gebaut und Gammastrahlung im Gelände gemessen. Mit einem ungepanzerten Zählrohr von 75 cm³ Inhalt läßt sich innerhalb von 5 Minuten die durchdringende Strahlung im Freien auf rund 7% genau messen.

In den letzten Jahren wurde in Zeitschriften, Zeitungen usw. häufig von „Erdstrahlen“ geschrieben, die den „Ruteneffekt“ bewirken sollen. Unter „Ruten-

effekt“ versteht man die Erscheinung, daß gewisse, besonders empfindliche Menschen an manchen Orten unwillkürliche Muskelbewegungen ausführen. Die Rutengänger nennen solche Stellen „Reizstreifen“. Physikalisch sind diese „Erdstrahlen“ der Rutengänger, die vor allem an Verwerfungen und über „Wasseradern“ auftreten sollen, bisher noch nie nachgewiesen. Da jedoch von Physikern verschiedentlich über Verwerfungen eine größere Radioaktivität festgestellt worden ist^{1) 20)}, schien es nicht unmöglich, daß ein Zusammenhang zwischen der Gammastrahlung des Erdbodens und dem Ruteneffekt bestehe. Mit unserer tragbaren Zählrohranordnung wurde deshalb die Gammastrahlung im Gelände auch auf diese Frage hin untersucht.

Zählungen auf verschiedenen geologischen Formationen geben ein Bild von den örtlichen Schwankungen und lassen Vergleiche zu mit der Strahlung über Verwerfungen und einem „Reizstreifen“ eines Rutengängers.

Nach anderen Behauptungen soll außer oder statt einer durchdringenden Strahlung eine Störung des luftelektrischen Feldes den Wüschelruteneffekt bewirken⁷⁾. Es wurde deshalb beiläufig auch die elektrische Feldstärke an verschiedenen Orten untersucht. Dabei wurde ermittelt, ob an Verwerfungen bzw. „Reizstreifen“ örtliche Unterschiede des luftelektrischen Feldes bestehen, die mit den bekannten zeitlichen Schwankungen vergleichbar sind.

II. Radioaktive Messungen

A. Beschreibung der Zählrohranordnung. a) Zählrohre^{4) 5) 6)}. Es wurden Zählrohre aus Messing, Aluminium, Eisen und Kupfer, innen geschmirgelt und ausgestattet mit einer Fe- oder Al-Anode von 0.10 bis 0.30 mm starkem Draht hergestellt. Sie zählten alle. Der Draht war dabei blank oder in Salpetersäure geätzt oder in der Gasflamme oder elektrisch geglüht. Die Rohre waren mit trockener Luft oder Wasserstoff gefüllt. Der Druck betrug ungefähr $65 \cdot 10^{-3}$ Bar. Bei Drucken von $13 \cdot 10^{-3}$ bis $40 \cdot 10^{-3}$ Bar wurde kein brauchbarer spannungsunabhängiger Zählbereich erhalten. Als Drahtanode bewährten sich am besten 0.10 mm starker Aluminiumdraht, der mehrere Minuten in verdünnter Salpetersäure gelegen hatte und elektrisch geglühte Eisendrähte von 0.15 mm Stärke.

Zu den Messungen im Freien wurde das bei den umfangreichen Laboratoriumsversuchen best befundene Messingzählrohr von 1.0 mm Wandstärke, 30 mm Innendurchmesser und 90 mm Länge verwendet. Das Rohr war mit trockener Luft von $70 \cdot 10^{-3}$ Bar gefüllt. Die Anode war 0.10 mm dicker Aluminiumdraht. Ganz spannungsunabhängig zählte auch dieses Rohr nicht⁸⁾. Es änderte in seinem Arbeitsbereich bei einer Erhöhung der Spannung um 25 bis 30 Volt die Stoßzahl um 10%. Dieser ausnutzbare Zählbereich lag rund 50 Volt über der Einsatzspannung und reichte bis über 100 Volt darüber. Dieses Verhalten blieb unverändert, obwohl die Einsatzspannung im Laufe von drei Monaten von 1200 Volt auf 1350 Volt stieg.

Das Zählrohr wurde in der üblichen Schaltung verwendet: Die Rohrwand war geerdet, am Draht lag positive Hochspannung. Im Stromkreis befand sich ein Widerstand von $7.4 \cdot 10^9$ Ohm. Dieser Widerstand war folgendermaßen hergestellt: Kupfer wurde auf Glas aufgedampft, dann oxydiert und durch eine Paraffinschicht gegen Witterungseinflüsse geschützt. Er blieb während der neun Monate, in denen er benutzt wurde, auf $\pm 10\%$ konstant.

Das Zählrohr wurde stets mit einer Spannung von 90 Volt über Einspannung betrieben, die Empfindlichkeit des Rohres mit einer Probe Uranpecherz (1 g) geprüft. Ohne diese radioaktive Zusatzstrahlung betrug die Stoßzahl beispielsweise in einem Zimmer des Physikalischen Instituts 51 min^{-1} . Wenn sich das Uranpecherz seitlich in 8 cm Entfernung vom Zählrohr befand, wurden $122 \text{ Stöße min}^{-1}$ gezählt. Bei diesem Abstand stammten also rund $70 \text{ Stöße min}^{-1}$ vom Uranpecherz. Diese Zahl blieb innerhalb der statistischen Schwankung durch die drei Monate hindurch gleich.

Geländemessungen wurden stets so ausgeführt, daß alle Meßpunkte mehrfach, und zwar in wechselnder Reihenfolge bestimmt und die Zahlen gemittelt wurden. Mit der Uranpecherzprobe wurde vor und nach jeder Meßreihe die Konstanz des Zählrohres geprüft.

Zählungen am gleichen Ort bei Temperaturen zwischen 11 und 28°C ergaben die Stoßzahl unabhängig von der Temperatur.

b) *Verstärker und Zähler.* Die Spannungsstöße, die bei Eintritt von Gammaquanten in das Zählrohr am Widerstand R_1 auftraten, wirkten über einen gut isolierenden Kondensator von ungefähr $30 \mu\mu\text{F}$ auf den Eingang des Verstärkers. Dieser mußte so gut verstärken, daß auf jeden Stoß ein elektromagnetischer Zähler sicher ansprach. Außerdem durfte er nur wenig Anodenstrom verbrauchen, damit die Anodenbatterie, welche auch die Hochspannung lieferte (siehe unten), nicht durch zu große Belastung Spannung verlor. Eine einzige Röhre verstärkte noch nicht genügend. Zwei Röhren konnten aus folgendem Grunde nicht verwendet werden: Da der negative Pol der Hochspannungsquelle geerdet war, kamen an den Eingang des Verstärkers positive Spannungsstöße. Diese verstärkten den Anodenstrom der ersten und schwächten den der zweiten Röhre. Im Ruhezustand hätte also die Endröhre einen großen Anodenstrom, was aber vermieden werden sollte. Ein Dreiröhren-Verstärker erfüllte alle geforderten Bedingungen. Die erste und dritte Röhre waren bei Ruhestrom durch negative Gittervorspannung fast vollständig gesperrt. Die zweite Röhre hatte positive Vorspannung. Der gesamte Ruhe-Anodenstrom betrug 1 mA .

Ein Spannungstoß von $1\frac{1}{2}$ Volt am Widerstand R_1 verursachte im Anodenkreis der Endröhre einen Stromstoß von 15 mA : dieser genügte, um einen umgebauten Ziwietusch-Telephonzähler sicher zum Ansprechen zu bringen. Der Zähler war dadurch empfindlicher gemacht worden, daß der Hub durch Ersetzen des zehnzackigen Zahnrades durch ein solches mit 50 Zähnen auf ein Fünftel seiner ursprünglichen Größe verkleinert worden war. Außerdem wurde die Magneti-

sierung des Elektromagneten durch schwache Ströme dadurch erhöht, daß der Eisenkern statt mit 4400 Windungen von 0.2 mm starkem Kupferdraht (100 Ohm) mit 11070 Windungen von 0.09 mm Stärke (1460 Ohm) bewickelt wurde. Nach dieser Änderung zog der Magnet mit 10 mA den Anker an.

Die Auflösung der Anordnung ermittelten wir mit dem quadratischen Entfernungsgesetz. 200 Stöße in der Minute wurden noch fast vollzählig gezählt. Die größte Stoßzahl, die bei Annäherung von Radiothor an das Zählrohr beobachtet wurde, war etwa 900 in der Minute. Daraus läßt sich das Auflösungsvermögen

der Anordnung mit Hilfe der Formel $z = \frac{1}{e \cdot \vartheta}$ berechnen⁹⁾. z bedeutet die größte registrierte Stoßzahl, $e = 2.718$, und ϑ ist das von der Zählordnung noch aufgelöste Zeitintervall. Hier ergibt sich $\vartheta = \frac{1}{2.718 \cdot 15} = 0.025 \text{ sec}$. Da bei den Messungen im Gelände die Stoßzahl im benutzten Zählrohr von 65 cm³ Inhalt nur zwischen 30 und 100 min⁻¹ lag, war das Auflösungsvermögen völlig genügend.

c) *Hochspannungsanlage*. Eine Hauptaufgabe für den Bau einer tragbaren Zählrohrapparatur war die Herstellung einer leichten, genügend konstanten Hochspannungsquelle. Im Laboratorium kann jederzeit eine Hochspannungsbatterie aus kleinen Bleiakkulatoren oder den üblichen Anodenbatterien verwendet werden. Für eine tragbare Anlage kommt eine derartige Batterie wegen ihres hohen Gewichtes nicht in Frage.

Als sehr gut brauchbar erwies sich eine Kondensatoren-Kaskadenbatterie (Fig. 1). Diese Art der Spannungssteigerung durch Hintereinanderschalten geladener Kondensatoren ist ja seit langem bekannt¹⁰⁾. Wir benutzten den Kunstgriff, durch einen mechanisch betriebenen Drehschalter zehn Kondensatoren ständig umschalten zu lassen. In der einen Schalterstellung wurden die zehn Kondensatoren auf ein Zehntel der Betriebsspannung des Zählrohres aufgeladen. In der nächsten Stellung, in der die Kondensatoren hintereinandergeschaltet waren, wurden sie auf einen Sammelkondensator entladen, der so nach einigen Entladungen die Spannung erreichte, die das Zählrohr zum Betriebe brauchte.

Der Schalter wurde von einem Laufwerk mit 8 Minuten Laufzeit gedreht. Wenn die Kondensatoren in 1 sec einmal parallel und hintereinandergeschaltet wurden, war in 1¹/₂ min eine Spannung erreicht, bei der das Zählrohr zu zählen begann. Nach 5 bis 6 min war die Arbeitsspannung des Zählrohres erreicht.

Die Schaltstöße bedingten zunächst Störungen auf den Verstärker. Sie ließen sich durch in die Leitungen eingebaute Widerstände r_1 bis r_{10} ganz vermeiden. Die Hochspannung selbst wurde erst über einen Widerstand r_I und eine zweite Kapazität c_{II} dem Zählrohr zugeführt. Ein Widerstand r_{II} diente als Schutz vor elektrischen Schlägen bei Berühren der Hochspannung. Das Laufwerk konnte während der Messung laufen und aufgezogen werden, ohne Störungen am Verstärker zu verursachen. Die ganze Anlage war vollkommen abgeschirmt.

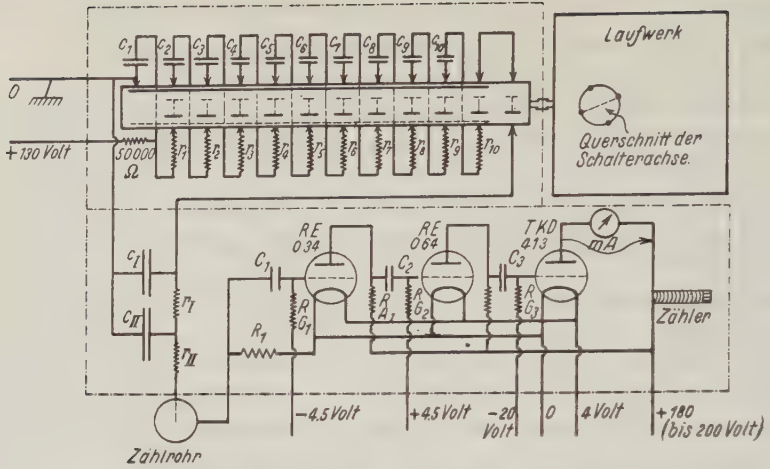


Fig. 1. Zählrobranordnung mit Impulsverstärker und Hochspannungsanlage

- | | |
|--|--|
| $r_1 - r_{10}$ je 10000Ω | $c_1 - c_{10}$ je $0.5 \mu F$ (Prüfspannung 1000 Volt) |
| $r_I = 6 M\Omega$; $r_{II} = 1 M\Omega$ | $c_1 = c_{11} = 0.5 \mu F$ (Prüfspannung 6000 Volt) |
| $R_1 = 7.4 \cdot 10^3 M\Omega$ | $C_1 = 30 \mu F$ |
| $R_{G1} = 100 M\Omega$ | $C_2 = C_3 = 0.01 \mu F$ |
| $R_{G2} = R_{G3} = 10 M\Omega$ | |

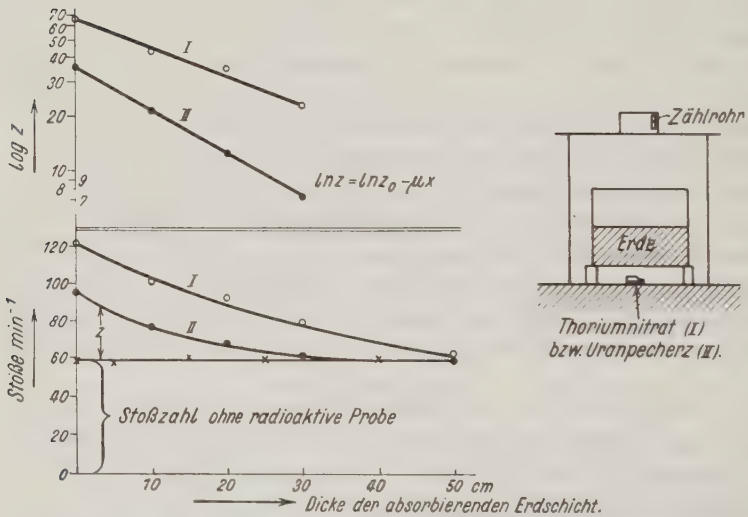


Fig. 2. Absorption der Gammastrahlung von Thoriumnitrat (I) und Uranpecherz (II) durch Erde

B. Ergebnisse der radioaktiven Messungen. a) Absorptionsmessungen. Die Strahlung, die mit dem Zählrohr im Gelände festgestellt wird, rührt in der Hauptsache von den Zerfallsprodukten des Urans und des Thoriums her. Um die mittlere Durchdringungsfähigkeit der in dieser Anordnung gemessenen Strahlung festzustellen, wurde die Strahlung von 600 g Thoriumnitrat (einige Jahre alt) und von 125 g Uranpecherz mit der Zählrohranordnung gemessen, wenn sich eine verschieden dicke Erdschicht zwischen einer dieser Proben und dem Zählrohr befand (Fig. 2). Unter der vereinfachten Voraussetzung, daß die Intensität I der Strahlung beim Durchdringen der absorbierenden Schicht x nach der Formel $I = I_0 e^{-\mu x}$ abnimmt, ergeben sich als Absorptionskoeffizienten für Thorium $\mu = 0.03_7$ und für Uran $\mu = 0.05_3 \text{ cm}^{-1}$. Die Dichte der aufgeschütteten Erde war $\rho = 1.84 \text{ g/cm}^3$, so daß sich als Massenabsorptionskoeffizient $\mu/\rho = 0.02_7$ für Thorium und $0.03_9 \text{ cm}^3/\text{cm g}$ für die Uranstrahlung ergibt. Diese Werte sind ungefähr in Übereinstimmung mit den Absorptionskoeffizienten der härtesten Gammastrahlung von Th C'' und Ra C'' ($\mu/\rho = 0.03_6$ bzw. 0.04_7)¹¹⁾. Sonach mißt das von uns benutzte Zählrohr im wesentlichen die durchdringendste Strahlung der Radium- und Thorium-Zerfallsprodukte. Die Absorptionskoeffizienten zeigen, daß diese Gammastrahlen nur aus dem obersten halben Meter des Erdbodens stammen können. Schon eine Erdschicht von ungefähr 20 cm Dicke läßt ja nur noch die Hälfte der Strahlung durch.

Durch Panzerung des Zählrohres sollte festgestellt werden, wie groß der Anteil der Höhen- und Eigenstrahlung des Zählrohres an der beobachteten Stoßzahl ist. Das Rohr wurde hierzu so in Quecksilber getaucht, daß die Wand allseitig durch eine 3.6 cm dicke Schicht abgeschirmt war. Der Deckel und der Boden des Rohres waren durch 4 cm Blei und einige Eisenplatten gepanzert (Fig. 3).

Die Stoßzahl des Zählrohres M II betrug ohne Panzer in einem Zimmer unter dem mit Schiefer gedeckten Dach des Physikalischen Institutes $51.5 \pm 1.6 \text{ min}^{-1}$; durch den Hg usw. -Panzer ging sie auf 26.2 ± 1.1 zurück. Bei Rohr MV, Länge 9 cm, Innendurchmesser 2.8 cm, Eisendrahtanode, ging die Stoßzahl von 51.4 auf 22.6 min^{-1} zurück. Beidemal wurde also rund die Hälfte der Strahlung abgeschirmt¹²⁾. Quecksilber von 3.6 cm Schichtdicke absorbiert wegen seiner zehnmal größeren Dichte etwa ebenso stark wie 36 cm jener Erde, die bei den obigen Absorptionsmessungen verwendet wurden (vom Atomgewicht des absorbierenden Stoffes ist der Schwächungskoeffizient für harte Gammastrahlen nur wenig abhängig).

Diese Schicht schluckte also den größten Teil der härtesten Radium- und Thoriumstrahlung. Bei den meisten Stößen, die trotz des Panzers noch gezählt

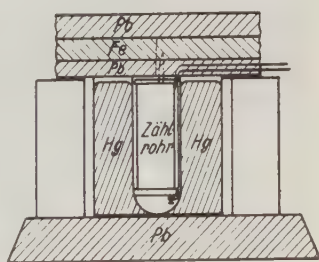


Fig. 3. Panzerung von Zählrohren mit Quecksilber
3/20 natürlicher Größe

wurden, handelt es sich daher um besonders harte Strahlung, z. B. Höhenstrahlung und daneben um Eigenstrahlung des Zählrohres.

Diese Höhenstrahlung (und Eigenstrahlung) wird naturgemäß bei allen Messungen im Gelände mitgezählt. Da die durch sie bewirkte Stoßzahl nicht genau bekannt ist — ohne Panzer mag diese Reststoßzahl etwas kleiner sein als 22 min^{-1} —, läßt sich auch die Erdstrahlung zahlenmäßig nicht *genau* angeben. Die Höhenstrahlung stört aber dennoch nicht viel, da sie sich sowohl zeitlich wie auch von Ort zu Ort wenig ändert.

Dadurch, daß bei fallendem Luftdruck Luft und damit auch Emanation aus dem Boden austritt, könnte eine größere Bodenstrahlung in dieser Zeit vorgetäuscht

werden. Wie eine Überlegung zeigt, ist aber auch die Beobachtung eines solchen Einflusses bei Gammastrahlungsmessungen nicht zu erwarten: Der Anteil der Luftstrahlung an der Gesamtstrahlung beträgt nur wenige Prozent¹³⁾. Dabei hat Emanation nur Alphastrahlung, so daß sie sich erst durch die Gammastrahlung später auftretender Zerfallsprodukte bemerkbar machen könnte. Wegen ihres geringen Anteils fällt aber auch diese noch unter die statistischen Schwankungen.



Fig. 4. Fahrbare Zählrohranordnung

b) *Messungen auf verschiedenen geologischen Formationen.* Für die Messungen im Gelände wurden die Zählrohrapparatur mit Hochspannungsanlage und die Batterien in zwei Kästen auf ein Fahrrad gepackt und so an den einzelnen Meßpunkten aufgestellt (Fig. 4).

Um nicht durch einzelne Steine an der Erdoberfläche, die größere Aktivität besitzen können, gestört zu werden, wurde das Zählrohr in einer Höhe von 75 cm über dem Boden angebracht. So wurde ein besserer Durchschnittswert der Bodenstrahlung gemessen als in einer Höhe von wenigen Zentimetern. Eine Abnahme der Strahlung mit der Höhe findet ja über einer strahlenden Ebene nicht statt, solange die Absorption, wie hier in Luft, vernachlässigbar klein bleibt.

Mit dieser Anlage wurde wiederholt die Gammastrahlung über verschiedenen geologischen Formationen zwischen Erlangen und Marloffstein gemessen. Das Ergebnis ist aus Fig. 5a zu ersehen. Die geologischen Verhältnisse zeigt Fig. 5b).

Die Messungen wurden auf sechs geologischen Formationen ausgeführt. Meßpunkt 1 lag auf einer diluvialen Flugsanddüne (*dsd*) nordöstlich von Erlangen. Punkt 2 und 3 befanden sich auf Keuper, und zwar 2 auf Burgsandstein (K_{m6-8}) und 3 auf Knollenmergel (Zanklodonletten, K_{m9}). Punkt 4 war auf diluvialem Lößlehm (*dle*) nordöstlich von Spardorf. 5 und 6 lagen nordöstlich oberhalb Marloffstein auf Juraboden, und zwar Punkt 5 auf Lias $_{\beta+\gamma}$ ($l_{\beta+\gamma}$) und 6 auf Lias $_{\delta}$ (l_{δ}). Der Lias besteht aus kalkführenden Tonmergelschiefern (siehe Geologische Karte von Bayern 1:25000, Blatt Erlangen-Nord).



Fig. 5 a. Gammastrahlung auf verschiedenen geologischen Formationen

- Luftdruck: 0.982 Bar, steigend × Luftdruck: 0.979 Bar, fallend
 + Luftdruck: 0.986 Bar, gleichbleibend ○ Luftdruck: 0.987 Bar, steigend

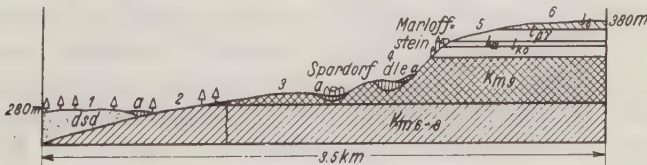


Fig. 5 b

Geologische Skizze nach: Geolog. Karte von Bayern 1:25000, Blatt Erlangen N.

Wie das Diagramm erkennen läßt, ist die Stoßzahl auf dem Lößlehm bei Spardorf mit 64 Stößen min⁻¹ am größten. $l_{\beta+\gamma}$ und l_{δ} weichen hiervon nicht stark ab. K_{m6-8} und K_{m9} liegen zwischen diesen Werten und dem diluvialen Dünsand (*dsd*), der mit 40.1 Stößen min⁻¹ bei diesen Messungen die geringste Strahlung aufwies.

Es wurde darauf geachtet, daß die Bodenbeschaffenheit an den verschiedenen Meßpunkten stets möglichst ähnlich war. Bei den Wiederholungen der Zählungen wurde der Meßpunkt in den einzelnen Formationen auf 5 bis 10 m am gleichen Ort wie das erstmal gewählt. Der Boden war mit wenig Gras bedeckt und durch die Bewachsung noch zu erkennen. Auf *dsd* wurde auf blankem Sand und auf Moos gemessen, um die Schwankung in der gleichen Formation festzustellen.

An fünf verschiedenen Punkten in Abständen von 80 m zeigte sich hier stets die gleiche Strahlung. Die Meßwerte (je 2 mal 5 min) wichen nicht mehr vom Durchschnitt ab, als statistisch zu erwarten war (Durchschnitt 43.5 min^{-1} , wahrscheinliche mittlere Schwankung in 5 min: $\pm 2.8 \text{ min}^{-1}$, beobachtete mittlere Schwan-

kung der zehn Messungen $\frac{\sqrt{\sum d^2}}{10} = 2.1$). Eine Messung, die ungefähr 2 km südlich von diesem Ort auch auf *d s d* ausgeführt wurde, ergab die gleiche Stoßzahl.

War die Erdstrahlung auf dem Lößlehm schon doppelt so stark als auf dem diluvialen Dünensand, so wurde auf Granit eine noch größere festgestellt. Bei Messungen auf Granit im Fichtelgebirge wurden bis $90 \text{ Stöße min}^{-1}$ gezählt. Die Zusatzstrahlung war sonach hier fast viermal so groß als auf dem Dünensand bei Erlangen. Allerdings traten auf dem Granit an den verschiedenen Meßpunkten auch sehr große Unterschiede in der Strahlungsintensität auf. Nach dem zutage tretenden Gestein sowie nach der geognostischen Karte von Bayern wurden die Messungen am Ochsenkopf im Fichtelgebirge bestimmt alle auf Granit ausgeführt. Daß dennoch nicht nur um $90 \text{ Stöße min}^{-1}$, sondern bis zu 46 min^{-1} gezählt wurden, liegt offenbar an der verschieden starken Bedeckung des Gesteins. Von den sieben Meßpunkten zeigten Punkt 3 und 5 die geringste Strahlung. Diese lagen an Orten, wo der Felsen mindestens mit 60 cm schwarzer, humusreicher Verwitterungserde bedeckt war. Für kleine Bäche, die hier den Berg herabkamen, waren Gräben von dieser Tiefe ausgehoben. Dieser Boden strahlte sonach bedeutend weniger als Granit und schirmte dessen Strahlung ab. Bei Meßpunkt 2, der $90 \text{ Stöße min}^{-1}$ lieferte, stand die Zählrohrapparatur über bloßem Fels. Die übrigen Punkte waren mehr oder weniger mit Moos bedeckt. (Über einem Granitpflaster vor dem Physikalischen Institut wurden $80 \text{ Stöße min}^{-1}$ gezählt.)

Außer auf diesem Granit, einem sauren Eruptivgestein, wurde auch noch die Strahlung vor einer mächtigen Felswand aus Diabas bei Berneck gemessen. Während die Strahlung über Granit die stärkste war, die ich im Gelände fand, traf ich vor Diabas, einem basischen Eruptivgestein, die geringste an. Die Stoßzahl betrug hier nur 35 min^{-1} .

Zusammenfassend kann ich über die Messungen auf verschiedenen Böden sagen: Die Strahlung von diluvialem Dünensand war sehr gering im Vergleich zu lehmigem Boden und Lehm (*dle*). Die stärkste Strahlung wurde auf saurem Eruptivgestein, Granit, gemessen, während sie auf basischem Eruptivgestein, dem Diabas bei Berneck, am geringsten war. (Die durchdringende Strahlung von Ziegelwänden ist auch sehr stark. So ergab sich in $2\frac{1}{2} \text{ m}$ Abstand von Kamine 50.9 ± 1.6 , zwischen den beiden 2 m voneinander entfernten Kaminen 58.5 ± 1.7 und 10 cm von dem einen entfernt $88.0 \pm 2.1 \text{ Stöße min}^{-1}$. Schuld an dieser Strahlung ist der Ton, der bei Spardorf auch am stärksten strahlte. Ton ist thoriumhaltig.)

Nehmen wir an, daß bei unseren Messungen die durch Höhen- und Eigenstrahlung verursachte Stoßzahl 20 min^{-1} betrug (Absorptionsmessungen mit $\text{Hg}^!$),

so ergibt sich für die Strahlung über Sand ungefähr 20 min^{-1} , auf Lehm (dle) 45 min^{-1} , also das Doppelte bis Dreifache von dsl und auf (Granit 70 min^{-1} , das ist das $3\frac{1}{2}$ fache. Diese Zahlen sind in ungefährer Übereinstimmung mit den Werten, die an Gesteinsproben gefunden wurden¹⁴⁾.

c) Messungen an Verwerfungen und einem „Reizstreifen“. Nachdem auf verschiedenen Gesteinen Schwankungen der gesamten durchdringenden Strahlung im Verhältnis 1 : 2 festgestellt worden waren, wurde untersucht, ob auch an Verwerfungen oder über „Reizstreifen“ Besonderheiten der Strahlung beobachtet

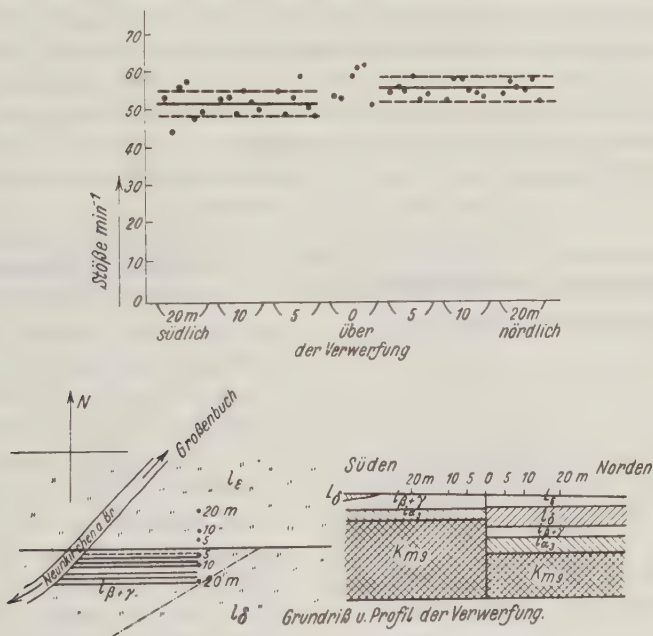


Fig. 6. Gammastrahlung über der Verwerfung bei Neunkirchen a. Br.

werden können. Es wurde zunächst an einer Verwerfung bei Neunkirchen a. Br. an zwei verschiedenen Stellen gemessen. Die eine Messung wurde 1 km nordwestlich von Neunkirchen ausgeführt. Dort stößt $Lias_{\alpha}$ an $Lias_{k\alpha}$. An der anderen Meßstelle, $1\frac{1}{2}$ km östlich von Neunkirchen, liegen $L_{\beta + \gamma}$ und L_{α} nebeneinander. Die Meßpunkte lagen in Abständen von 20, dann von 10 m, so daß sicher auch in nicht größerer Entfernung als 10 bzw. 5 m von der Verwerfung gemessen wurde. Auf den Meter genau konnte die Verwerfung nicht festgestellt werden, da keine Aufschlüsse vorhanden waren. Doch ließ sie die geologische Karte von Bayern, Blatt Erlangen-N., Maßstab 1 : 25000 auf 10 m genau finden.

Das Ergebnis der Messungen war: Die Strahlung an den Punkten, die der Verwerfung am nächsten lagen, unterschied sich nicht im geringsten von der de

übrigen Punkte. (Die Strahlung auf den beiden aneinanderstoßenden Formationen war gleich.)

An einem Wege 1 km östlich von Neunkirchen war uns die Lage der Verwerfung genau bekannt. Messungen, die hier in Abständen von 5 m ausgeführt wurden, zeigten weder in der Nähe, noch unmittelbar auf der Verwerfung eine Änderung der Strahlung, die die wahrscheinliche Schwankung überstiegen hätte (Fig. 6). Dabei wurde an jedem Punkt sechsmal 5 min, also zusammen $\frac{1}{2}$ Stunde gemessen.

Bei Goldkronach im Fichtelgebirge wurden Messungen in der Nähe einer besonders großen Verwerfung ausgeführt. Es grenzt hier Keuper an Urgestein (Gneis). Die Strahlung lieferte auf fünf Punkten im Durchschnitt 57.7 Stöße min^{-1} . Keuper und Gneis wichen dabei nicht merklich voneinander ab. An dem Punkt im Gneis, welcher der Verwerfung am nächsten lag, wurden 57.8 Stöße min^{-1} gezählt, also genau der Durchschnitt aller Zählungen.

Alle diese Messungen wurden an Verwerfungen ausgeführt, die von Geologen nachgewiesen sind. Die Verwerfung bei Neunkirchen a. Br. ist auch vom Rutengänger beobachtet. Besonderheiten der durchdringenden Strahlung an Verwerfungen wurden also nicht gefunden, im Gegensatz zu den erwähnten Arbeiten^{1) 20)}. Weitere Untersuchungen in dieser Richtung wären deshalb wünschenswert.

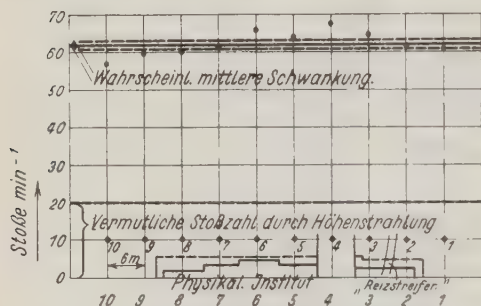


Fig. 7. Gammastrahlung vor dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen

Hinsichtlich eines „Reizstreifens“ wurden Messungen auf dem Grundstück des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen ausgeführt. Hier hat Herr K., ein geübter Wünschelrutengänger, vor einigen Jahren

den Ruteneffekt verspürt. Er vermutet eine „Wasserader“ in ungefähr 10 m Tiefe. Eine Nachprüfung durch Bohrung fand nie statt. Da diese Stelle von Herrn K. auch jetzt wieder auf den Meterbruchteil genau angegeben wurde, konnte versucht werden, hier etwaige „Wünschelrutengänger-Erdstrahlen“ mit dem Zählrohr zu finden.

Bei einer Messung auf einer zum „Reizstreifen“ senkrechten Geraden in Abständen von 6 m (an zehn Meßpunkten je achtmal 5 min) war dort nichts Besonderes zu bemerken. Wohl aber zeigte sich gegen den Eingang des Instituts ein Anwachsen der Stoßzahlen. An dieser Stelle bestand die Hauswand aus Backsteinen, welche sehr stark strahlen (Fig. 7).

Ferner wurden Messungen auf einer zur Hauswand parallelen, zur „Wasserader“ senkrechten Geraden auf 75 cm voneinander entfernten Punkten ausgeführt. Der Wert jenes Punktes, der genau in der Mitte über der „Wasserader“ lag,

stimmte genau mit dem aus allen Messungen ermittelten Durchschnitt überein (Fig. 8). Dabei wurde an jedem der sieben Meßpunkte viermal 5 min gezählt.

Als sich die Meßpunkte 1 m voneinander entfernt auf zwei parallelen Geraden befanden (Fig. 9), lag von zwei Meßpunkten am Rande des „Reizstreifens“ der eine soviel über dem Durchschnitt, wie der andere darunter. Ein dritter Punkt befand sich in der Mitte des „Reizstreifens“, wo die Strahlung am stärksten sein soll. Er wich wie die beiden ersten nicht mehr als die wahrscheinliche Schwankung vom Durchschnitt ab. Für die Meßpunkte 1 bis 6 und 7 bis 12 wurde je ein Durchschnitt berechnet, weil die eine Meßgerade näher an der Hauswand lag als die andere. Es zeigte sich auch, daß hier die Stoßzahl größer war als auf der anderen: 62.5 ± 0.59 gegen 60.5 min^{-1} , also dreimal mehr als die statistische mittlere Schwankung erwarten ließ.

Die Messungen zeigen, daß an Orten, an denen nach Angaben des Wüschelrutengängers Reizwirkungen auftreten sollen, in der durchdringenden Strahlung *keine Besonderheiten* festzustellen sind.

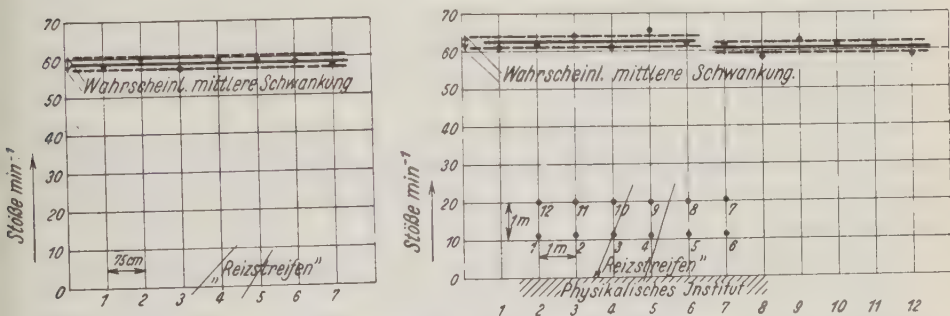


Fig. 8 und 9. Gammastrahlung über dem „Reizstreifen“ vor dem Physikalischen Institut

Nachdem dort, wo Herr K. den Wüschelruteneffekt festgestellt hatte, mit dem Zählrohr sich nichts hatte finden lassen, war Herr K. so liebenswürdig, noch den umgekehrten Versuch auszuführen: Er versuchte Radiothor mit der Rute zu finden. Es handelte sich um ungefähr 0.05 mg Radiumäquivalent, das in 2 m Entfernung noch $45 \text{ Stöße min}^{-1}$ zusätzlich am Zählrohr verursachte. Er überschritt mit verschiedenen Ruten das Präparat sowohl im Zimmer wie im Freien. Er konnte aber, obwohl er die Lage der RaTh-Probe wußte, keinen Ruteneffekt feststellen. Im Freien glaubte er eine geringe Wirkung zu spüren. Sie war aber so schwach, daß er es selbst für aussichtslos hielt, damit etwas zu finden.

Eine „Erdstrahlung“ ähnlich der Gammastrahlung radioaktiver Elemente kommt sonach nicht als Ursache des Wüschelruteneffektes in Betracht.

Ob der Unterschied der durchdringenden Strahlung, der mit der Höhenstrahlung mindestens im Verhältnis 1 : 2 von Ort zu Ort auftreten kann, noch eine biologische Wirkung hat, kann ich nicht beurteilen. Untersuchungen des Einflusses der kosmischen Ultrastrahlung auf die Mutationsrate von Antirrhinumpflanzen

wurden 1934 von Stubbe auf dem Jungfrauoch ausgeführt [Naturw. 22, 260 (1934)]. Das Ergebnis ist mir noch nicht bekannt. Es wären wohl auch Untersuchungen wünschenswert über die biologische Wirkung verschieden starker Bodenstrahlung.

In einer zusammenfassenden Arbeit: „Über die Natur der Genmutation und der Genstrukturen“, die 1935 in den „Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen“ erschienen ist, wird von „strahleninduzierten Mutationsprozessen“ bei Taufiegen berichtet. Es hat sich gezeigt, daß durch Röntgen- oder Gammastrahlen die Mutationsrate bedeutend erhöht werden kann. 350 r haben die Mutationsrate, die ohne Bestrahlung 1 bis $2^0/_{00}$ betrug, verzehnfacht. Bei stärkerer Bestrahlung stieg sie unabhängig von der Wellenlänge mit der angewandten Dosis.

Da die durchdringende Strahlung im Gelände im Jahre erst ungefähr 10^{-2} r ergibt, ist nicht anzunehmen, daß sie die Mutationsrate beeinflußt.

III. Beiläufige Messungen der elektrischen Feldstärke im Gelände

a) Außer einer durchdringenden Strahlung wurde auch eine örtliche Verschiedenheit des elektrischen Feldes oberhalb des Erdbodens als Ursache des Wünschelruteneffektes angegeben. Wir geben zunächst das Wesentliche verschiedener Arbeiten hierüber wieder.

Lehmann⁷⁾ und Aigner¹⁵⁾ ließen Rutengänger durch künstliche, inhomogene Felder gehen und schließen aus dem Ergebnis solcher Versuche, daß Feldänderungen den Ruteneffekt bewirken können. Buth¹⁶⁾ versucht eine physikalisch-physiologische Erklärung zu geben.

Über den Stellen, an denen der Ruteneffekt auftritt, soll das elektrische Feld meistens geringer sein als im übrigen Gelände.

Darüber, wie der Unterschied des elektrischen Feldes über „Reizstreifen“ gegenüber dem übrigen Gelände zustandekommen soll, bestehen verschiedene Auffassungen.

Buth nimmt an, daß im Boden strömendes Wasser eine Ladungstrennung bewirkt (Strömungselektrizität) und diese das normale Feld stört. Eine Störung des luftelektrischen Feldes durch diese geringfügigen elektrischen Erscheinungen erscheint uns wenig wahrscheinlich.

Nach Lehmanns Messungen soll die Leitfähigkeit der Luft über den „Reizstreifen“ größer sein als im ungestörten Gelände. Dies würde die kleinere elektrische Feldstärke erklären können. Die höhere Leitfähigkeit konnte er allerdings nur bei windstillem Wetter feststellen, während bei Wind kein merklicher Unterschied gefunden wurde. Lehmann gibt als Ursache der erhöhten Leitfähigkeit über Wasseradern verschiedene Erklärungen:

1. „Kann bei jedem Wetter ein radioaktiver Beischluß im Aderwasser (Emanation) die genannte Wirkung ausüben.“

2. „Kann bei feuchtem Wetter die naturgemäß jetzt größere Verdunstung über Wasseradern im Vergleich zur trockeneren Umgebung einen Teil der be-

kanntlich fast immer negativen Oberflächenladung in den Luftraum darüber erheben. Wir haben dann über dem Erdboden als Äquipotentialfläche eine verringerte Feldstärke mit gehobenen Äquipotentialflächen zu erwarten.“ Dieser Satz ist uns nicht verständlich.

Für langdauernde Dürreperioden gibt Lehmann eine besondere Erklärung, weil in solchen Zeiten das elektrische Feld der Atmosphäre besonders stark gestört sein soll: Er betrachtet die ausgetrocknete Erde als relativ guten Isolator, in den die Wasseradern wie Kabel eingebettet seien. Eine den Berg herabfließende Wasserader bilde daher nahezu eine Äquipotentiallinie. Die Ader solle ein Potential annehmen, das einem Durchschnittswert der ungestörten Potentiale im Gebiet der ganzen Ader entspreche. Sie werde deshalb an ihrem unteren Ende die Äquipotentialflächen senken und am oberen Ende heben.

Aus dieser Erklärung würde auch folgen, daß über einer „Wasserader“ das Feld nicht immer nur geringer, sondern am oberen Ende der „Ader“ auch stärker als im ungestörten Raum und in einer mittleren Gegend unverändert sein kann.

b) Wenn der Ruteneffekt durch elektrische Feldstärkeunterschiede bedingt sein soll, besteht die Frage, wie groß sie sein müßten: erstens, um überhaupt auf den Rutengänger zu wirken, und zweitens, damit örtliche von zeitlichen Schwankungen unterschieden werden können. Aus einem Bericht V. Aigners kann geschlossen werden, wie groß die Feldstärkeunterschiede sein müssen, um auf den Rutengänger zu wirken. Er brachte in 2.5 m Höhe Metallplatten an, von denen er der ersten ein Potential von + 300 Volt, der nächsten 0 Volt und der dritten wieder + 300 Volt gegen Erde gab. Die elektrischen Felder unterschieden sich daher, wenn niemand in ihnen stand, um je 120 Volt/m. Wenn Rutengänger von einer Platte unter eine andere gingen, soll der Ruteneffekt beobachtet worden sein. Die Ursache wird in dem Durchschreiten verschiedener Feldstärken gesucht. Wie groß waren nun diese Feldstärkeunterschiede? Aus der angelegten Spannung und dem Abstand Platte: Erde ergeben sich 120 Volt/m. Wenn aber ein Rutengänger unter den Metallplatten stand, war der nichtleitende Abstand der Elektroden des künstlichen Feldes bedeutend verringert, so daß die Feldstärke zwischen dem Kopf des Rutengängers und der Metallplatte ein Vielfaches des ursprünglichen Feldes betrug. Aus Aigners Versuchen ist zu schließen, daß, falls die wechselnde Feldstärke die Ursache des Ruteneffektes war, erst Unterschiede von mehreren 100 Volt/m auf kürzestem örtlichen Abstand die Wirkung ergaben.

Bei diesen Versuchen wurde der Rutengänger durch Felder geschickt, die örtlich sehr stark verschieden waren, sich aber zeitlich nicht änderten. Im Freien sind jedoch derartige schroffe Wechsel nicht anzunehmen und überdies treten auch zeitliche Schwankungen der elektrischen Feldstärke schon innerhalb einiger Sekunden auf¹⁷⁾. Nach eigenen Beobachtungen betragen diese Änderungen häufig einige 10 Volt/m in der Minute. Da der Rutengänger durch diese Schwankungen anscheinend nicht beeinflusst wird, müßte angenommen werden, daß er in wenigen Sekunden, also auf wenige Meter im Gelände, Felder durchschreitet, die

sich örtlich merklich stärker unterscheiden, als sie sich zeitlich ändern. Es wären dann Feldstärkeunterschiede von über 100 Volt/m zwischen gestörtem und ungestörtem Gelände auf wenige Meter Abstand zu fordern.

Lehmann gibt über unterirdischen „Wasseradern“ solche Unterschiede an. Leider hat er bei seinen Nachprüfungen der Rutenangaben durch Bohrungen neben den „Reizstreifen“ fast keine Bohrungen ausführen lassen. Es ist daher doch nicht einwandfrei festgestellt, daß es sich bei den „Reizstreifen“ um „Wasseradern“ und nicht um Grundwasser handelte.

Wir führten nun an der Verwerfung bei Neunkirchen a. Br., die vom Geologen nachgewiesen ist und auch vom Rutengänger verspürt wird, Feldstärkemessungen mit radioaktiven Sonden und Elektrometer aus, um festzustellen, ob hier eine luftelektrische Störung der geforderten Größe vorhanden ist.

Zwei Poloniumsonden waren an den Enden zweier waagerechter Messingrohre mit 90 cm senkrechtem Abstand befestigt. Die untere Sonde befand sich 25 cm

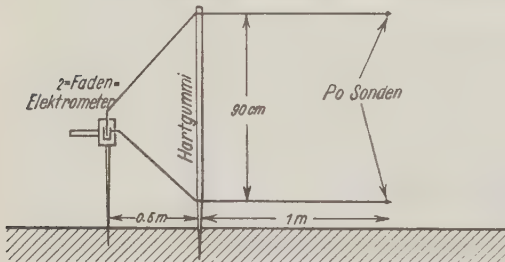


Fig. 10. Anordnung von Sonden und Elektrometer für elektrische Feldstärkemessungen im Gelände

über dem Boden. Gelegentlich wurde auch mit 50 cm Sondenabstand und 75 cm Bodenabstand der unteren Sonde gemessen. Die 5 mm starken, im langen Messingrohre, die auch als Zuleitung zum 2-Fadenelektrometer dienten, wurden von einem Hartgummistab, der mit einer Eisenspitze in den Boden gesteckt wurde, gehalten. $\frac{1}{2}$ m hinter dem Hartgummistab, also $1\frac{1}{2}$ m hinter den Sonden, stand

das Elektrometer, an dem ein Beobachter am Boden sitzend die Spannung ablas (Fig. 10). Das Elektrometer war in 13 sec auf die zu messende Spannung aufgeladen.

An der Verwerfung bei Neunkirchen a. Br. ist das Gelände zu Feldstärkemessungen geeignet. Es ist dort nur ganz schwach von Süden nach Norden fallend und fast eben. Bäume befinden sich erst in so großer Entfernung, daß sie den Verlauf der Äquipotentialflächen nicht mehr stören. Zu den Messungen war ein Elektrometer ständig am gleichen Ort 10 m südlich der ost-westwärts verlaufenden Verwerfung aufgestellt. Mit einer genau gleichen Anordnung von Sonden und Elektrometer wurde zunächst am gleichen Ort die Feldstärke längere Zeit verglichen, um die Übereinstimmung der Angaben beider Apparate zu prüfen. Anschließend wurde in verschiedener Entfernung von der Verwerfung und unmittelbar auf ihr gemessen. Diese Meßreihe wurde nach Auswechseln der Elektrometer bzw. der Sonden und ihrer Halter mehrmals wiederholt. Die Beobachter saßen stets in der gleichen Stellung am Elektrometer, so daß sie den Feldverlauf wenig und stets in der gleichen Weise störten.

Wenn über der Verwerfung eine Störung des elektrischen Feldes vorliegen würde, müßte über ihr das Verhältnis E_1/E_2 ein Extremwert sein. E_1 bedeutet die in der Nähe und über der Verwerfung und E_2 eine stets am gleichen Ort (10 m südlich der Verwerfung) gemessene Feldstärke.

Wir bringen das Ergebnis eines Meßtages (September, wolkenloser Himmel, schwacher Südwind). In fünf Meßreihen wurde auf einer zur Verwerfung senkrechten Geraden an neun Punkten in verschiedener Entfernung der Verwerfung je dreimal gemessen.

Die örtlichen Unterschiede betrugen (Fig. 11) rund 20 Volt/m, wobei der niedrige Wert offensichtlich nur durch eine geringe Unebenheit des Geländes (einen ungefähr 30 cm tiefen Wegeinschnitt) bedingt ist.

Eine Feldstärkemessung über dem im Teil II Be erwähnten „Reizstreifen“ scheiterte daran, daß hier 2 bis 3 m neben dem Haus zwischen Büschen überhaupt kein Feld festzustellen war. Die Reaktion, die der Rutengänger hier verspürt, kann also sicher nicht durch eine von der „Wasserader“ bedingte elektrische Feldstörung hervorgerufen sein. Da übrigens Herr K. seinen Ruteneffekt auch in Zimmern, ja sogar im Eisenbahnwagen, also im schönsten Faradaykäfig spürt, handelt es sich bei ihm unmöglich um eine Störung des elektrischen Feldes.

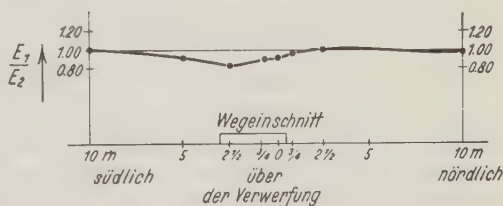


Fig. 11. $\frac{E_1}{E_2}$ in verschiedener Entfernung der Verwerfung bei Neunkirchen a. Br.

c) Häufig wird angenommen, daß eine aus der „Wasserader“ austretende Emanation oder eine Strahlung die Luft ionisiert, so daß das elektrische Feld zusammenbricht. Schon bei schwachem Wind würde aber die ionisierte Luft so schnell verweht, daß keine so scharf begrenzten „Reizstreifen“, wie sie die Rutengänger behaupten, gefunden werden könnten. Eine durchdringende Strahlung ähnlich der Gammastrahlung radioaktiver Elemente kann überdies nicht diese Ionisation bewirken; denn wie die Messungen im Teil II zeigen, ist eine solche nicht vorhanden. Außerdem zeigten Versuche mit Radiothorproben im Gelände, daß unter der Wirkung einer solchen Strahlung möglicher Größenordnung das lufterlektrische Feld gar nicht nennenswert verändert wird.

Die Erklärung der Feldstärkestörung, nach der an Orten des Ruteneffektes der Boden ein anderes Potential haben soll als einige Meter nebenan, erscheint ebenfalls unbefriedigend.

Dieser Potentialunterschied müßte mindestens dem oben geforderten Unterschied des lufterlektrischen Feldes entsprechen. Es müßte also zwischen Punkten, die nur wenige Meter voneinander entfernt sind, eine Spannung von 100 und mehr Volt bestehen. Bei feuchtem Boden ist aber die Leitfähigkeit so groß, daß der-

artig große Spannungen ohne großen Energieaufwand nicht bestehen können. Bei besonders trockenem Wetter und gut isolierendem Boden scheint es zwar nicht ausgeschlossen, daß eine „Wasserader“ von merklich anderem Potential als ihre Umgebung aus geringer Tiefe unter der Erdoberfläche das lufterlektrische Feld beeinflusst. Die Frage ist nur, woher soll die „Wasserader“ das andere Potential haben? Lehmann betrachtet die „Wasserader“ als Äquipotentiallinie, die das Potential eines ungestörten Punktes von ihrem Laufe besitzt. Wenn dann die „Ader“ irgendwo ein anderes Potential haben soll als ihre Umgebung, muß sich das Potential des Bodens von Ort zu Ort ändern, wie es Lehmann in seinen Fig. 32 bis 35 gezeichnet und Seite 48 beschrieben hat. Es handelt sich hier um eine Voraussetzung, die nur bei Dürreperioden vielleicht erfüllt ist. Da diese selten sind, kommt diese Erklärung der Feldstörung nur in Einzelfällen in Betracht und läßt sich nur selten experimentell nachprüfen.

Bei seinen Versuchen Nr. 7 bis 10 findet Lehmann über der „Wasserader“ nur ein Siebentel der Feldstärke des ungestörten Geländes. Obwohl bei diesen Messungen die Hochspannungsleitung bestimmt beträchtlich zur Feldschwächung beigetragen hat, glauben wir in Übereinstimmung mit Lehmann nicht, daß sie allein die Ursache darstellt. Wir haben in einem ebenen, nicht durch Bäume oder sonstige Erhebungen gestörten Gelände unter einer Gleichstromfreileitung (+ 220, 0, — 220 Volt) senkrecht unter den Drähten die lufterlektrische Feldstärke gemessen. Der Meßpunkt lag in der Mitte zwischen den beiden 46 m voneinander entfernten, 8 m hohen Leitungsmasten. Die Feldstärke war hier um ein Drittel geringer als 80 m von der Leitung entfernt. Bei Lehmann war auch der eine Meßpunkt um die vierfache Höhe der Drähte von ihnen seitlich entfernt, während der andere sich fast genau darunter befand. Wegen der ähnlichen räumlichen Anordnung wird dort die Feldstörung nicht viel anders gewesen sein als bei uns. Die von Lehmann über „Wasseradern“ angegebene Feldschwächung ist danach tatsächlich überraschend.

Außer Lehmann schreibt auch P. E. Dobler¹⁸⁾, er habe über „Wasseradern“ geringere elektrische Feldstärken gemessen als nebenan. Aus seinen Zeichnungen ist aber zu ersehen, daß er in unmittelbarer Nähe einer Hecke gemessen hat, durch welche sicher eine große Störung des Feldes bedingt ist.

V. Aigner untersuchte (nach de Vita) mit einem Verstärker mit Schirmgitterröhre und Antenne elektrische Feldstärken im Gelände. Kommt die Antenne von einem Potential in ein anderes, so kann am Steuergitter eine Spannung influenziert werden, die den Anodenstrom sperrt. Eine Bewegung der Antenne nach oben oder unten in einem Felde, das durch den Beobachter und die Apparatur gestört ist, kann auch diese Folge haben. Wir halten aus diesem Grunde Messungen mit dieser Anordnung noch für unsicher und eine Auswertung von Versuchsergebnissen für verfrüht.

Messungen des magnetischen Erdfeldes wurden verschiedentlich über „Reizstreifen“ ausgeführt. Doch ließen diese auch noch keinen sicheren Schluß zu auf

einen Zusammenhang des Magnetfeldes mit dem Ruteneffekt. Letzterer ist nach wie vor völlig ungeklärt.

Jedenfalls ziehen wir aus unseren Messungen den Schluß, daß der Ruteneffekt in den uns bekannten Fällen nicht durch eine durchdringende Strahlung oder eine Störung des luftelektrischen Feldes bedingt ist.

IV. Zusammenfassung.

1. Es wird eine tragbare Zählrohranordnung beschrieben, mit der Messungen der durchdringenden Strahlung im Gelände ausgeführt wurden. Die gemessene Gammastrahlung der Thorium- und Uran-Zerfallsprodukte kommt jedoch nur aus einer rund 50 cm dicken Bodenschicht.

2. Messungen der durchdringenden Strahlung im Gelände ergaben über verschiedenen Böden Unterschiede im Verhältnis 1 : 2,5, für die Bodenstrahlung allein (ohne Höhenstrahlung) 1 : 4.

3. Über Verwerfungen und einer „Wasserader“ wurde kein Unterschied gegen die Umgebung festgestellt. Eine durchdringende Strahlung, ähnlich der Gammastrahlung radioaktiver Elemente, kann sonach nicht die Ursache des Ruteneffekts sein.

4. Beiläufig wird auch die Auffassung behandelt, nach welcher der Ruteneffekt durch eine Störung der luftelektrischen Feldstärke bedingt sein soll. Messungen der Feldstärke über einer Verwerfung zeigten keine Besonderheiten der Feldstärke. Da außerdem „Wasseradern“ von Rutengängern an Orten festgestellt werden, wo kein elektrisches Feld vorhanden ist, kann eine Störung desselben nicht die Ursache des Ruteneffektes darstellen.

Herrn Prof. Dr. B. Gudden bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für ständige Hilfe bei der Durchführung zu größtem Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. v. Freyberg und L. Krumbeck danke ich für geologische Auskünfte, Herrn Oberstudienrat Dr. A. Wendler und Herrn Forstmeister i. R. Kelber für mannigfache Unterstützung.

Der Telephon-Apparatefabrik E. Zwietusch u. Co. danken wir für Überlassung von zwei Gesprächszählern; die benötigten Mittel für die Untersuchung stammen größtenteils von Beihilfen, die das Institut von der T. K. D. Nürnberg erhalten hat.

Literatur

- 1) J. N. Hummel: Handb. d. Experimentalphys. XXV, T. 3 (1930).
- 2) V. Masuch: Zeitschr. f. Geophys. **10**, 112 (1934).
- 3) W. Kolhörster: Phys. Zeitschr. **27**, 62 (1926).
- 4) Geiger u. Müller: ebenda **29**, 839 (1928).
- 5) Burger-Scheidlin: Ann. d. Phys. **12**, 283 (1932).
- 6) W. Schulze: Zeitschr. f. Phys. **78**, 92 (1932).
- 7) G. Lehmann: Über die Prüfung von Blitzeinschlägen an gewissen Stellen von Hochspannungsleitungen. Dissertation Dresden 1932.
- 8) W. Vogt: Phys. Zeitschr. **34**, 79 (1933).

- ⁹⁾ E. Schopper: Zeitschr. f. Phys. **93**, 1 (1933).
¹⁰⁾ E. Mach: Anzeiger d. Wiener Akad. 1876.
¹¹⁾ K. W. F. Kohlrausch: Handb. d. Experimentalphys. XV.
¹²⁾ Pahl u. Hasemann: Naturw. **23**, 318 (1935).
¹³⁾ E. G. Steinke: Ergebn. d. exakt. Naturw. XIII, S. 129 (1934).
¹⁴⁾ G. Kirsch: Geologie u. Radioaktivität 1928.
¹⁵⁾ V. Aigner: Bericht über die Untersuchungen der objektiven Wüschelrute nach de Vita 1932.
¹⁶⁾ Buth: E. T. Z. LI, S. 1171 (1930).
¹⁷⁾ K. Kähler: Einführung in die atmosphärische Elektrizität 1929.
¹⁸⁾ P. E. Dobler: Physikalischer und photographischer Nachweis der Erdstrahlen. Franken-Verlag Sommer u. Schorr, 1929.
¹⁹⁾ J. N. Hummel: Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen **1**, 73 (1935).
²⁰⁾ G. Suckstorff: Zeitschr. f. Geophys. **11**, 95 (1935).

Über die Verwendung verschiedenartiger Explosionen zur Erregung seismischer Wellen

Von St. von Thyssen — (Mit 8 Abbildungen)

Zuerst werden einige für die praktische Sprengseismik wichtige sprengtechnische Gesichtspunkte erörtert. Versuche zur Erregung elastischer Wellen mit Hilfe der aufgespeicherten Energie komprimierter Gase und in Stahlrohre eingeschlossener Treibmittel werden beschrieben. Es ergibt sich, daß der „seismische Wirkungsgrad“ von brisanten Sprengstoffen bei der Überführung der Sprengkraft in seismische Energie gering ist. Es wird ferner gezeigt, daß die Explosion von verhältnismäßig geringen, in Stahlrohre eingeschlossenen Mengen Schwarzpulver genügt, um brauchbare Reflexions-Seismogramme zu erzeugen.

I. Allgemeiner Teil. In der einschlägigen Literatur findet sich verhältnismäßig wenig Material, welches die Vorgänge, die sich unmittelbar bei der Erzeugung von elastischen Wellen im Boden vermittelt künstlicher Erdbeben abspielen, behandelt. Man hat sich im allgemeinen damit abgefunden, die künstlichen Erdbeben auf die einfachste Art durch die Explosion*) von Sprengstoffen zu erzeugen, ohne aber gerade die für die Sprengseismik oft wichtigen sprengtechnischen Gesichtspunkte besonders zu berücksichtigen. Für die Zwecke der kleinen Seismik will man bekanntlich insbesondere longitudinale elastische Wellen innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches erzeugen, während man bei Spreng-

*) Die bei der Explosion entwickelte Energie wird, soweit sie nicht für andere Arbeitsleistung verbraucht wird, auf das umgebende Medium (Luft, Erde, Wasser usw.) übertragen. Diese Übertragung geschieht nicht etwa durch die direkte Massenbewegung, das Abströmen oder den statischen Druck der entwickelten Gase, sondern kommt vielmehr dadurch zustande, daß die dem Sprengstoff zunächstliegende Schicht des Mediums stark zusammengedrückt wird. Die Kompression überträgt sich dann auf weitere Schichten, so daß sie die Form einer stets größer werdenden Kugelschale annimmt.

gungen für technische und andere Zwecke doch ganz andersartige Arbeitsleistungen erstrebt.

Im allgemeinen verwendet man in der kleinen Seismik (Refraktions- und Reflexions-Seismik) zur Erregung elastischer Wellen möglichst brisante Sprengstoffe, daher Sprengmittel, bei welchen die explosive Umwandlung mit verhältnismäßig großer Geschwindigkeit abläuft. Je größer die Brisanz, desto größer ist auch die Wirkung, und zwar insbesondere auf die *nächste* Umgebung*). Die Wirkung der brisanten Sprengstoffe beruht mehr auf deren großem Effekt als auf der großen Energie. Deshalb ist auch der seismische Effekt brisanter Sprengstoffe in bezug auf deren Energieinhalt bzw. deren Arbeitsvermögen unverhältnismäßig gering. Während Schießpulver z. B. die Steinkohle in wenige grobe, umfangreiche Stücke sprengt, würde die gleiche Menge hochbrisanten Sprengstoffe vielleicht einen kleineren Raumteil Kohle freigeben, diese aber dafür zu Staub zermahlen. Die nach außen gerichtete Kraft würde von der nächsten Umgebung gleichsam aufgesogen und träte nicht mehr in Erscheinung wie bei der Pulverladung**).

Wenn gerade brisante Sprengstoffe den weniger brisanten bei der Sprengseismik vorgezogen werden, wo geschieht dieses wohl hauptsächlich aus den folgenden Gründen:

1. Das Sprengmoment ist sehr kurz und läßt sich daher gut definieren; 1 kg Gelatine-Dynamit in Würfelform explodiert in etwa $\frac{1}{60000}$ sec, was einer Detonationsgeschwindigkeit***) von 6000 m/sec entspricht.

2. Der Energieinhalt ist groß. Der Energieinhalt von 1 kg Gelatine-Dynamit beträgt 1395 Kal. der von 1 kg Schwarzpulver nur 665 Kal.

3. Die Sprengwirkung ist bedeutend und soll verhältnismäßig unabhängig von der Verdämmung sein. Der Brisanzwert†) von Gelatine-Dynamit beträgt 112, der von Schwarzpulver 1.4.

Bei näherer Betrachtung dieser Gründe lassen sich aber auch einige Gesichtspunkte aufwerfen, welche die Verhältnisse wesentlich zu ändern vermögen. Für die seismische Praxis ist z. B. ein Sprengmoment von etwa $\frac{1}{1000}$ sec schon ausreichend. Was bedeutet ferner ein großer Energieinhalt, wenn nur ein ganz geringer Bruchteil der zur Verfügung stehenden Energie seismisch ausgenutzt werden kann? Endlich wird die Meinung, daß nur das langsam explodierende Schwarzpulver eines Einschlusses bedarf, die brisanten Sprengmittel dagegen nicht, durch

*) Kast: Spreng- und Zündstoffe, S. 33.

**) Stettenbacher: Schieß- und Sprengstoffe, S. 23.

***) Der Zustand der Explosion stellt nach Kast einen Übergangszustand mit veränderlicher Geschwindigkeit dar, der in den mit konstanter Geschwindigkeit ablaufenden Endzustand „Detonation“ übergeht.

†) Der Brisanzwert eines Sprengstoffs berechnet sich nach Kast mit Hilfe der Formel $1.0333 \cdot v_0 \cdot \alpha \cdot T \cdot \Delta \cdot \vartheta$, wobei Δ die Ladedichte und ϑ die Detonationsgeschwindigkeit bedeutet.

allgemeine sprengtechnische Erfahrungen widerlegt. Selbst hochbrisante Militärpreßkörper vergasen nie so schnell, daß sie nicht ihre Kraft unter einem festen Hindernis viel wirksamer entfalten.

Besonders aufschlußreich sind hierzu die Zahlen der Bleiblockweitung von Gelatine-Dynamit mit verschiedenen Besatzarten. 10 g dieses Sprengstoffs erweitert den Bleiblock ohne Besatz 178 cm^3 , mit Wasserbesatz 313 cm^3 , mit Sandbesatz 383 cm^3 , mit Lehmbesatz 439 cm^3 und mit Zementbesatz 442 cm^3 *). Danach beträgt die Aufweitung im Bleiblock mit Sandbesatz schon über das Doppelte von der ohne Verdämmung. Noch gegensätzlicher aber werden diese Erscheinungen bei besonders zähen und festem Material, wie Stahl und Gußeisen**). Für die praktisch günstigste Ausnutzung der Arbeitsfähigkeit eines Sprengstoffes ist es nicht günstig, wenn die Wandungen des Laderaumes dem Druck der Explosionsgase nachgeben, schon ehe der Maximaldruck erreicht ist. Wenn der Einschluß des Sprengstoffes immer vollkommen dicht wäre, so ist es gleichgültig, ob der Sprengstoff brisant oder nicht brisant ist bzw. schnell oder langsam vergast.

Es wird heute bei sprengseismischen Arbeiten zwecks besserer Ausnutzung der Sprengkraft in mehr oder weniger tiefen Bohrlöchern (etwa von 2 bis zu 30 m) „geschossen“, wobei allerdings auch die störenden Oberflächenwellen (Rayleighwellen) weitgehend unterdrückt werden können. Die Verdämmung aber, — sollte selbst das Bohrloch ganz mit Wasser gefüllt sein, — genügt im allgemeinen noch bei weitem nicht zur Erzielung eines einigermaßen günstigen Wirkungsgrades bei der Überführung von Sprengkraft in seismische Energie (siehe II. Teil der Arbeit). Auch hier, wie in der breiten Praxis, weicht der Widerstand der Verdämmung meist zu rasch, als daß der erreichbare Maximaldruck seismisch ausgenutzt werden kann. Selbst unter den günstigsten Verhältnissen, wie dieses z. B. bei Sprengarbeiten in Granit der Fall sein würde, würde die Ausnutzung höchstens 15 bis 20 % der rechnungsmäßigen Leistungsfähigkeit betragen [Wärme- und Druckaufsaugung im Bohrloch***)]. Dieser Prozentsatz ist für die normalen seismischen Sprengungen in Bohrlöchern naturgemäß noch bedeutend geringer. Einzig beim Sprengen größerer tief angebohrter Eisenmassen könnten Sprengkraftnutzungen bis zu einem Drittel angenommen werden, und man nähert sich dann der Effektgrenze der Treibmittel und Brennstoffe, die im Gewehrlauf und Dieselmotor denselben Betrag von etwa 32 % erreichen. Obgleich die Verdämmung die Detonationsgeschwindigkeit und damit auch die Brisanz vermindert, hält sie die Energiemenge, daher die arbeitsleistenden Explosionsgase derart zusammen, daß jene Brisanzverkleinerung durch die vollkommenere Umsetzung des Sprengvolumens weit überwogen wird †).

*) Zeitschr. f. Schieß- u. Sprengwesen 1927, S. 346—348.

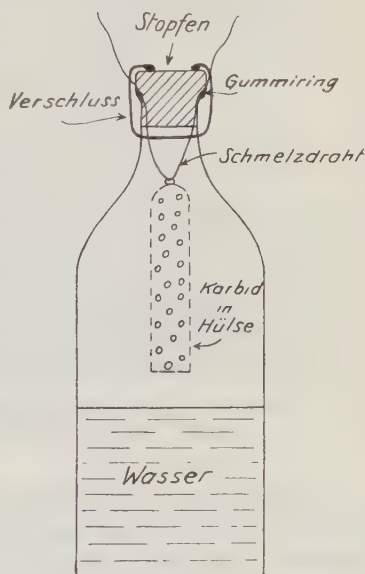
**) Stettenbacher: Schieß- u. Sprengstoffe, S. 378.

***) Stettenbacher: ebenda, S. 94.

†) Zeitschr. f. Schieß- u. Sprengwesen 1919, S. 238. Stettenbacher, S. 379.

Ausgehend von diesen Gesichtspunkten, und unter Berücksichtigung der verhältnismäßig geringen Sprengstoffmengen, die in der Reflexionsseismik gebraucht werden, — höchstens bis zu einigen 1000 g, — lag die Möglichkeit nahe, gerade hier das Arbeitsvermögen der Sprengstoffe für seismische Zwecke durch künstliche Verdämmung etwa vermittelt fester Glas- oder Stahlkörper besser auszunützen. Es schien dann auf diese Art auch die Möglichkeit gegeben, die verhältnismäßig ungefährlichen und billigen Treibmittel, die bekanntlich in bezug auf ihre Schlag- und Reibungsempfindlichkeit zu den handhabungssichersten Sprengstoffen gehören, der Reflexionsseismik nutzbar zu machen, indem diese z. B. in genügend dickwandigen Glas- oder Stahlkörpern fest verdämmt zur Explosion gebracht würden. Die Explosionsgeschwindigkeit der Treibmittel würde zur Erzielung eines genügend kurzen Sprengmomentes von mindestens $\frac{1}{1000}$ sec ausreichen. Kast*) hat schon 1920 festgestellt, daß die Explosionsgeschwindigkeit von Schwarzpulver bei einer Ladedichte von 1.06 in Glasröhren 380 m/sec, in starken Mannesmannröhren 420 m/sec beträgt. Wird beispielsweise ein 25 cm langes Stahlrohr verwendet, so erfolgt die Explosion dieser Sprengstoffstrecke schon in etwa $\frac{1}{1600}$ sec. Diese Explosionsgeschwindigkeit ist aber für seismische Zwecke mehr als ausreichend.

Auf die Nutzbarmachung der aufgespeicherten Energie von komprimierten Gasen für die Erregung seismischer Wellen sei in dieser Verbindung hingewiesen. Hochgespannte Dämpfe oder komprimierte Gase vermögen bekanntlich explosionsähnliche Erscheinungen hervorzurufen, wenn sie sich plötzlich ausdehnen. Jedoch findet dann, im Gegensatz zu den Sprengstoffen, am eigentlichen Ort des Vorganges im Explosionsmoment ein Druckabfall statt, wie dieses z. B. bei Dampfkesselexplosionen, Explosionen von Stahlflaschen mit komprimierten Gasen, gefrierendem Wasser usw. der Fall ist.



Sprengflasche (11)

Fig. 1. Sprengflasche

II. Versuchsteil. In starkwandigen Glasflaschen von 1 Liter Inhalt, die bei einem Innendruck von etwa 18 Atm. zersprangen, wurde durch die Einwirkung von Wasser auf Calciumkarbid der dazu erforderliche Überdruck erzeugt. Eine derartige Sprengflasche ist in Fig. 1 schematisch gezeigt.

*) Kast: Spreng- u. Zündstoffe.

Eine perforierte Blechhülse, die mit etwa 50 g Karbid gefüllt war, wurde vermitteltst eines Schmelzdrahtes in der Flasche aufgehängt. Diese wurde halb mit Wasser gefüllt und mit einem festen Verschuß versehen. Mit Hilfe einer elektrischen Batterie, die mit den Enden des Schmelzdrahtes verbunden war, konnte dieser zum Zerreißen gebracht werden, worauf die Hülse mit Karbid mit dem Wasser in Berührung kam und die Gasentwicklung einsetzte. Der Gasdruck brachte dann die Flasche nach kurzer Zeit zum Zerplatzen.

Mit Hilfe solcher Sprengflaschen wurden zuerst auf feuchtem Sandboden in der Nähe von Hannover sprengseismische Versuche bis auf 100 m Abstand durchgeführt. Die Verdämmung der Sprengflasche erfolgte stets auf gleiche Weise,

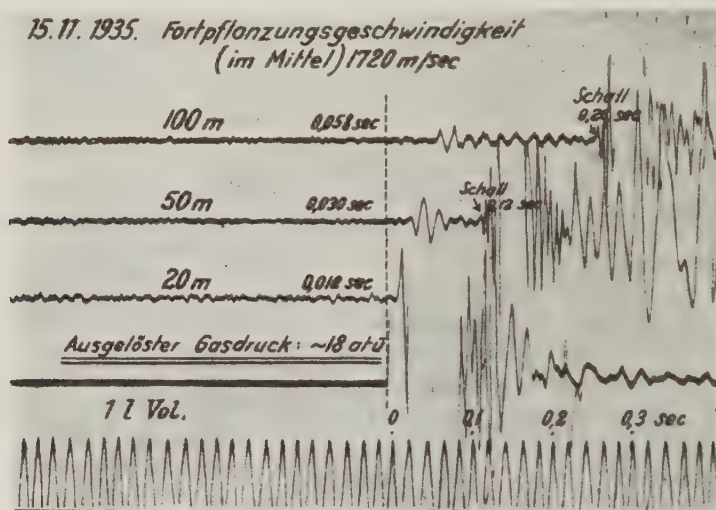


Fig. 2. Seismogramm, erzeugt durch das Auslösen eines Gasdruckes von etwa 18 Atmosphären

indem diese in ein 1 m tiefes Bohrloch (bis zum Grundwasserspiegel) versenkt wurde. Etwa 10 sec nach erfolgter „Zündung“ zersprang die Flasche mit einem dumpfen Knall, wobei etwas Erdrreich emporgeworfen wurde.

Eines der dabei erhaltenen Seismogramme ist in Fig. 2 gezeigt.

Die errechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 1720 m/sec läßt darauf schließen, daß die plötzlich ausgelöste Druckwirkung groß genug war, um die für seismische Zwecke erforderlichen Longitudinalwellen zu erzeugen. Auch der Schall konnte durch Rückwirkung auf die Seismographen *) in vorliegendem Seismogramm aufgezeichnet werden. Das Schlußmoment wurde vermitteltst eines elektrischen

*) Es wurden drei elektrische Seismographen mit Zentralregistrierung verwendet (siehe auch Trappe: Berg- u. Hüttenmännische Zeitschr. Glückauf Nr. 25, 1935).

Erschütterungsmessers, der unmittelbar neben der Sprengflasche eingegraben war, festgehalten.

Um einen Zusammenhang zwischen der vom Boden aufgenommenen elastischen Energie und der Explosionsart zu finden, sind noch Vergleichssprengungen mit dem brisanten „Gelatine-Donarit“ unter denselben Versuchsbedingungen durchgeführt worden. Es ergab sich hierbei, daß rund 20 g dieses hochbrisanten Sprengmittels nötig waren, um die gleiche Amplitudengröße der registrierten Bodenbewegung zu erhalten. In jedem Falle wurde also im Boden, wenigstens der Größenordnung nach, ein und dieselbe Schwingungsenergie erzeugt und fortgeleitet. Eine einfache Rechnung zeigt, daß die Umsetzung der Explosion in elastische Wellen im Verhältnis zur aufgewandten Energie, also gewissermaßen der „seismische Wirkungsgrad“ von Gelatine-Donarit überraschend gering ist. Berechnen wir das in beiden Fällen zur Verfügung stehende theoretische Arbeitsvermögen der Sprengkörper, so erhalten wir etwa für

$$20 \text{ g Gelatine-Donarit} = 20 \cdot 1,295 \text{ Kal.} \cdot 426,9 = 11056,7 \text{ m/kg.}$$

Der in der Sprengflasche erzeugte Gasdruck von rund 18 Atm. vermag aber nur eine Arbeit von etwa

$$18 \cdot 0,5^*) \cdot 10,333^{**}) = 93 \text{ m/kg}$$

zu leisten. Die Arbeitsvermögen der Explosionen verhalten sich in beiden Fällen also wie 119 : 1, während der Seismische Effekt derselbe ist.

Anläßlich der Weiterführung der Versuche wurden zur Erzeugung des erforderlichen Gasdruckes das reichlich und verhältnismäßig gleichmäßig gaserzeugende Treibmittel wie Schwarzpulver verwendet, mit dessen Hilfe man leicht hohe Gasdrucke in entsprechend starkwandigen Stahlrohren entwickeln kann. Beim deutschen Infanteriegewehr beträgt der erzeugte mittlere Gasdruck beispielsweise 3201 Atm.***). Bei dieser Gelegenheit möchte ich nicht versäumen, darauf hinzuweisen, daß sehr gut die Möglichkeit bestehen kann, mit Hilfe anderer Vorrichtungen ebenfalls die für seismische Zwecke erforderlichen Gasdrucke zu erzeugen.

Schwarzpulver entwickelt bei der Explosion eine nutzbare Gasmenge von bloß 43 %, während der feste Rückstand (Rauch) nahezu drei Fünftel des ganzen Pulvergewichtes beträgt. Ganz allgemein läßt sich sagen, daß die Explosionsgase ungefähr das 280fache Volumen der angewandten Pulvermenge ausmachen und bei der Ladedichte $\Delta = 1$ einen Druck von 6236 kg/cm² auf die Einschlußwände auszuüben vermögen. Der Explosionsgasdruck der Sprenggelatine erreicht dagegen etwa 100000 Atm.†).

*) Die Sprengflasche ist halb mit Wasser gefüllt und kann deshalb nur mit einem Volumen von etwa 500 ccm gerechnet werden.

**) 1 Liter/atm. = 10.333 kg/m.

***) Cranz: Lehrbuch der Ballistik. Berlin 1926.

†) Stettenbacher: Schieß- u. Sprengstoffe, S. 49.

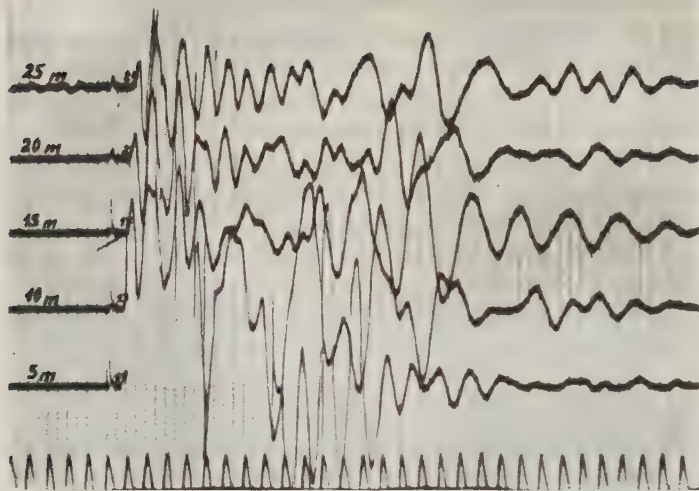


Fig. 3
Seismogramm, erzeugt durch Explosion von 45 g Schwarzpulver in einem Stahlrohr eingeschlossen.

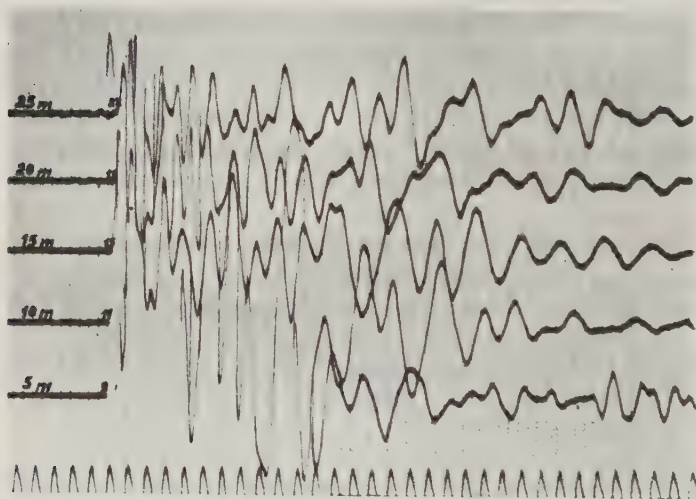


Fig. 4
Seismogramm, erzeugt durch Explosion von 62.5 g Gelatine-Donarit

Für die sprengseismischen Versuche wurden nahtlos gezogene, einseitig verschlossene, 25 cm lange Stahlrohre [aus hochwertigem Stahl*) von den Preß- und Walzwerken, Reisholz bei Düsseldorf, hergestellt], von 22 mm Außen- und 16 mm Innendurchmesser, also 3 mm Wandstärke, verwendet. Die Rohre konnten mit normalen Zündkerzen verschraubt werden. Die Zündung des Pulvers selbst erfolgte auf sehr einfache Weise, und zwar vermittelt elektrisch entzündbarem Blitzlichtpulver, wobei die Stromzufuhr durch die Zündkerze erfolgte. Bei der Explosion zerriß jedesmal ein Innendruck von schätzungsweise mehreren 1000 Atm. die Rohre, welche dabei fast immer in der Längsrichtung in drei oder vier Streifen zerteilt wurden. Das Schußmoment wurde festgehalten, indem das Rohr jedesmal mit dem Abrißdraht fest unwickelt wurde. Es wurde festgestellt, daß das Sprengmoment auf diese Weise verzögerungsfreier erhalten werden konnte als mit dem oft angewendeten Verfahren vermittelt einer zusätzlich in den Zündstromkreis eingeschalteten Abrißsprengkapsel, da die beiden Sprengkapseln meistens nicht genau gleichzeitig detonieren. Fig. 3 zeigt ein Seismogramm, das durch die Explosion einer solchen Stahlbombe mit einer Ladung von 45 g Schwarzpulver in trockenem Sandboden erhalten wurde.

Das in Fig. 4 gezeigte Vergleichsseismogramm wurde durch die Explosion von 62.5 g Gelatine-Donarit erhalten. Jedesmal ist in 1.5 m tiefen Löchern „geschossen“ worden. Die Amplitudengrößen der beiden Seismogramme verhalten sich etwa wie 1 : 2. Die beiden Seismogramme zeigen ferner fast dieselben charakteristischen Wellenzüge. Ich möchte auf die schon erwähnte Verzögerung der Sprengmomentsübertragung, die hier 2 sec beträgt, hinweisen, wie aus dem Seismogramm in Fig. 4 ersichtlich ist, da hier zum „Abriß“ eine in den Zündstromkreis geschaltete Sprengkapsel verwendet wurde.

Aus den beiden Seismogrammen und den verwendeten Sprengmitteln lassen sich interessante Vergleiche ziehen:

a) Das Arbeitsvermögen von 45 g Schwarzpulver beträgt $45 \cdot 0.665 \text{ Kal.} \cdot 426.9 = 12810 \text{ m/kg}$; von 62.5 Gelatine-Donarit etwa $62.5 \cdot 1.295 \text{ Kal.} \cdot 426.9 = 34.150 \text{ m/kg}$.

b) Die Vergasungsschnelligkeiten (Detonationsgeschwindigkeiten) betragen etwa 400 m/sec und 6000 m/sec.

c) Die jeweilige Sprengwirkung selbst wird am besten mit Hilfe der Brisanzwerte**) verglichen, wobei für Schwarzpulver der Wert $B = 1.4$ und für Gelatine-Donarit etwa $B = 70$ errechnet wird.

Das Seismogramm in Fig. 3 mit etwa der halben Amplitudengröße konnte also mit Sprengstoff von fast dreifach geringerem Arbeitsvermögen, von etwa

*) Die Elastizitätsgrenze von bestem Geschütz-Nickelstahl beträgt etwa 5000 kg/cm^2 . Die eigentliche Fließgrenze ist erst bei 6800 kg/cm^2 (L. Hähnert: Geschütz und Schuß. Berlin 1928. S. 147).

**) Siehe weiter oben.

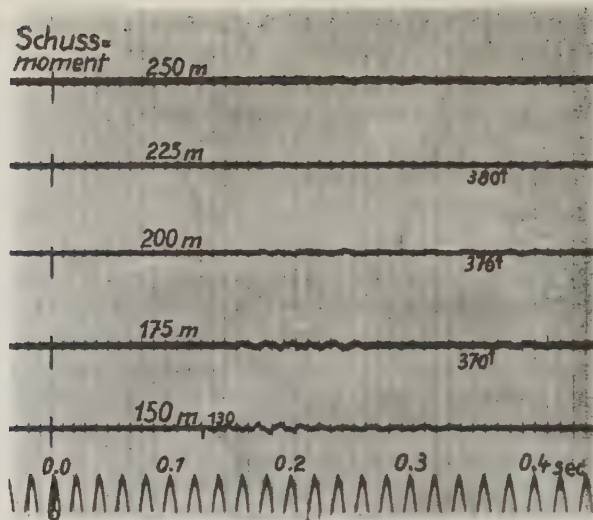


Fig. 5

Seismogramm ohne Karbonreflexion, erzeugt durch Explosion von 50 g Schwarzpulver in einem Glasrohr eingeschlossen

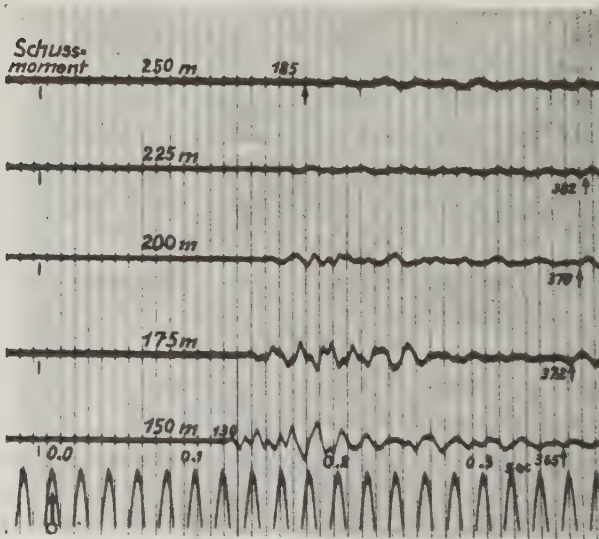


Fig. 6

Seismogramm mit Karbonreflexion, erzeugt durch Explosion von 45 g Schwarzpulver in einem Stahlrohr eingeschlossen

15fach geringerer Detonationsgeschwindigkeit und von 50fach geringerem Brisanzwerte erhalten werden. Eine Steigerung der Detonationsgeschwindigkeit und Brisanz bedeutet hiernach eben nicht immer eine Steigerung der seismisch ausnutzbaren Sprengkraft. Wohl spitzt sich die zerschmetternde Kraft in gewissem Sinne zu, jedoch nur einseitig, da sie mehr auf die nahe Umgebung des Sprengortes beschränkt bleibt. Die Explosionszeit von Gelatine-Donarit war im vorliegenden Falle vielleicht zu kurz, um im Boden wirkungsvoller elastische Wellen zu erregen. Für die eingehendere Behandlung dieser Fragen liegt zur Zeit allerdings noch nicht genügend Material vor*).

Es war vorauszusehen, daß Schwarzpulver in ein weniger widerstandsfähiges Glasrohr eingeschlossen eine geringere Explosionswirkung erzielen würde als in einem widerstandsfähigen Stahlrohr. Um die Wirkung vom Schwarzpulver, welches einmal in Glas- und dann in Stahlrohre eingeschlossen war, zu veranschaulichen, werden hier (Fig. 5 und 6) zwei Reflexionsseismogramme gezeigt, die anlässlich von Untersuchungen auf Karbon im Aachener Steinkohlengebiet aufgenommen wurden.

50 g Schwarzpulver wurden in ein für diesen Zweck hergestelltes Glasrohr von 4 mm Wandstärke durch Piceinverguß dicht verschlossen. Die Zündung erfolgte auf die schon oben beschriebene Weise, und zwar mit Hilfe eines entsprechend langen Zündkabels, da die so vorbereitete Bombe in ein Schußbohrloch von 25 m Tiefe bis unter den Grundwasserspiegel versenkt wurde. Das erhaltene Seismogramm zeigt allerdings eine nur verhältnismäßig geringe Wirkung. Reflexionen lassen sich ebenfalls nicht einwandfrei feststellen.

Eine bedeutend größere Wirkung wurde erzielt, — wie aus dem Seismogramm in Fig. 6 ersichtlich, — wenn das Schwarzpulver in ein Stahlrohr eingeschlossen, zur Explosion gebracht wurde. Die Reflexionen bei 0.382, 0.349, 0.372 und 0.365 sec sind jetzt deutlich zu erkennen. Ein Vergleichsseismogramm mit 65 g Dynamit „geschossen“, und zwar unter genau denselben Versuchsbedingungen, zeigt Fig. 7. Es lassen sich hier wieder ähnliche Betrachtungen über Energieinhalt, Sprengwirkung usw. wie schon weiter oben gezeigt, anstellen. Diese Vergleiche führen auch hier im Prinzip zu demselben Ergebnis: Der „seismische Wirkungsgrad“ von fest eingeschlossenem Schwarzpulver ist bedeutend größer als von der gleichen Menge Dynamit, wobei der letztere Sprengstoff auf normale Weise im Schußbohrloch verdämmt ist.

Zum Schluß sei noch ein schönes Reflexionsseismogramm, welches in der Nähe von Wendeburg (Braunschweig) aufgenommen wurde, gezeigt (Fig. 8),

*) Es ist denkbar, daß mit Hilfe Sprengstoffs von 5000 bis 6000 m/sec Detonationsgeschwindigkeit in einem Medium von 1600 bis 2000 m/sec Laufzeit für elastische Wellen eine geringere seismische Wirkung erzeugt wird als in einem Medium von 5000 bis 6000 m/sec Laufzeit. Das würde bedeuten, daß um eine möglichst günstige seismische Ausnutzung eines Sprengstoffs in einem bestimmten Boden zu erzielen, die Geschwindigkeit der Detonationswelle angenähert gleich der Laufzeit seismischer (longitudinal) Wellen dieses Bodens sein sollte.

das durch die Explosion von 45 g Schwarzpulver, ebenfalls in einem Stahlrohr eingeschlossen, erhalten wurde.

Es wurde hierbei aus einem 12 m tiefen Bohrloch „geschossen“. Die vom Boden aufgenommene elastische Energie war groß genug, um noch in einer Tiefe

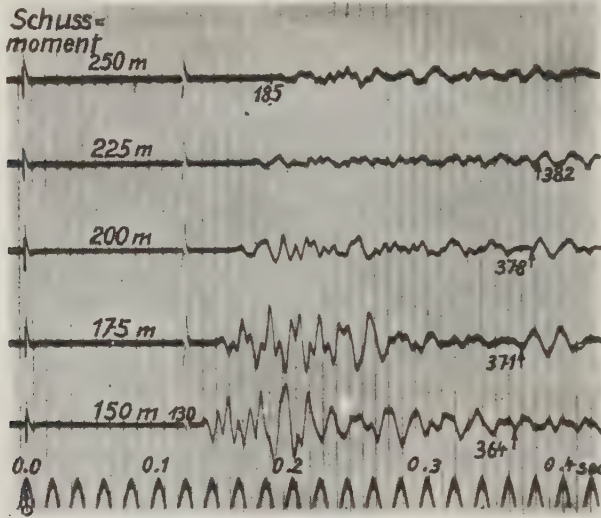


Fig. 7

Seismogramm mit Karbonreflexion, erzeugt durch Explosion von 65 g Dynamit

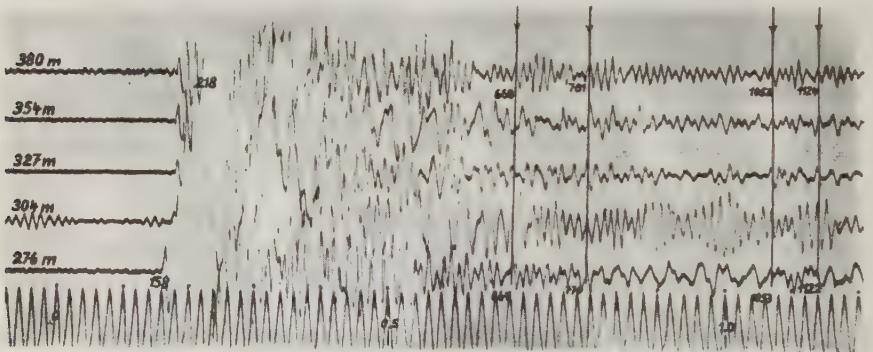


Fig. 8. Reflexionsseismogramm, erzeugt durch Explosion von 45 g Schwarzpulver in einem Stahlrohr eingeschlossen

von etwa 1000 m brauchbare Reflexionen zu erzeugen. Ein gleichwertiges Seismogramm benötigte zur Herstellung etwa 35 g Gelatine-Donarit.

Einige weitere Versuche, die unter verschiedenartigen Bodenverhältnissen durchgeführt wurden, ergaben alle ähnliche Ergebnisse, jedoch wäre es noch

verfrüht, Schlüsse von allgemeiner Gültigkeit zu ziehen. Aus den schon durchgeführten Versuchen lassen sich aber vielleicht schon folgende Ergebnisse zusammenfassend ableiten:

1. Es lassen sich für bestimmte seismische Untersuchungen die erforderlichen elastischen (longitudinalen) Wellen mit Hilfe der aufgespeicherten Energie von in Druckgefäßen komprimierten Gasen, die sich plötzlich ausdehnen können, verhältnismäßig einfach erzeugen.

2. Für reflexionsseismische Aufgaben und seismische Versuchszwecke, d. h. überall dort, wo verhältnismäßig geringe Sprengstoffmengen benötigt werden, können brauchbare Seismogramme mit Hilfe geringer Mengen Schwarzpulver (Treibmittel), die in Stahlrohren zur Explosion gebracht werden, verhältnismäßig einfach erhalten werden.

3. Der „seismische Wirkungsgrad“ von brisanten Sprengmitteln scheint sehr gering zu sein.

Seismische Bodenunruhe und Brandung

Von W. v. zur Mühlen — (Mit 2 Abbildungen)

Es werden für zwei Zeitabschnitte aus den Jahren 1930 und 1932 die Korrelationskoeffizienten zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg, Potsdam, Taunus-Obs., Stuttgart, Straßburg und Kew einerseits und der Brandung im Norden und Westen Europas andererseits behandelt. Die Diskussion wird sowohl unter Berücksichtigung des gegenseitigen Stärkeverhältnisses der Brandungen bzw. der Größe ihrer Schwankungen als auch namentlich unter dem von Schwiner hervorgehobenen Gesichtspunkt etwaiger Beziehungen zum Verlauf des Grundgebirges durchgeführt. Nach kurzem Eingehen auf andere Möglichkeiten der Erklärung der Bodenunruhe wird schließlich unter Zusammenfassung beider Zeitabschnitte die tägliche Zyklonenlage im Norden Europas für die Tage der Maxima wie auch der Minima der Bodenunruhe in je einer Skizze festgehalten und erörtert.

Ausgangspunkt zu vorliegender Untersuchung waren die Arbeiten von E. Tams^{1, 2)} über Brandung in West- und Nordeuropa und Bodenunruhe in Hamburg, die durch die Beobachtungen von K. Jung⁴⁾ über die Bodenunruhe in Potsdam ergänzt wurden. Die Enge der dort gefundenen Beziehung zwischen Brandung an der norwegischen Küste und seismischer Unruhe, die ihren Ausdruck in hohen Korrelationskoeffizienten fand, scheint erneut die Hypothese von Wiechert, daß die Brandung an Steilküsten Ursache der Bodenunruhe weiter Gebiete sei, zu belegen. Das ist um so bemerkenswerter, als zahlreiche Beobachtungen (besonders angelsächsischer Autoren) gegen die Brandungshypothese sprechen, und die Bodenunruhe demnach auf andere Ursachen zurückzuführen sein möchte. Neben der Frage, ob die obenerwähnten engen Beziehungen sich hinsichtlich weiterer Gebiete und Zeitabschnitte verallgemeinern lassen, sind es die von R. Schwiner³⁾ entwickelten Vorstellungen über den Zusammenhang zwischen

Gebirgsbau und Verbreitung der Bodenunruhe, die dieser Untersuchung zugrunde liegen. Der Anregung von K. Jung⁵⁾ und der Initiative von E. Tams ist es zu verdanken, daß dem Problem der Ursache der Bodenunruhe unter diesen Gesichtspunkten weiter nachgegangen wurde.

I. Die folgenden Ausführungen über Bodenunruhe und Brandung stützen sich auf die Bearbeitung des Beobachtungsmaterials zweier Zeiträume, und zwar desjenigen vom 20. Januar bis 10. Februar 1932, der den Arbeiten von E. Tams zugrunde lag und desjenigen vom 1. bis 31. Januar 1930, auf dem die Arbeit von A. W. Lee⁶⁾ beruht. Die Wahl dieser Zeitabschnitte schien zweckmäßig zu sein wegen der Möglichkeit, an bereits berechnete Korrelationswerte anknüpfen zu können. Sämtliche Korrelationskoeffizienten sind in den Tabellen 3, 4 und 5 zusammengestellt, aus denen gleichzeitig auch der Umfang des verwendeten Materials ersichtlich ist. Die Bearbeitung des Materials für den Zeitraum von 1930 ist unabhängig von der Arbeit von Lee⁶⁾ ausgeführt worden. Die unabhängig voneinander ermittelten Korrelationen zwischen norwegischer Brandung und Unruhe in Hamburg (Tabelle 4) stimmen gut überein.

Für den Zeitabschnitt von 1932 stützen sich die Berechnungen bezüglich des Taunus-Obs. (Frankfurt a. M.) und Stuttgarts auf eigene Ausmessung geeigneter Originalseismogramme, die mir für diesen Zeitraum von dort dankenswerterweise zur Verfügung gestellt wurden. Dasselbe gilt für Hamburg und Potsdam betreffs 1930. Für die Stationen Straßburg und Kew (bei London) konnten die seismischen Daten den gedruckten Jahresberichten^{7, 8)} entnommen werden. Sofern Originalseismogramme vorlagen, ergab sich die seismische Bodenunruhe aus dem Mittelwert zwischen den beiden Amplituden je einer maximalen Welle in einem Zeitintervall von 10 Minuten, nämlich den dem Beobachtungstermin vorangehenden und nachfolgenden 5 Minuten. Soweit beide Komponenten vorhanden waren, wurde die Horizontalkomponente $A_H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$ in Rechnung gestellt. Für die Stationen Taunus-Obs. und Kew standen allein die Seismogramme bzw. die Daten der N—S-Komponente zur Verfügung, so daß in diesen beiden Fällen $A_H = A_N$ gesetzt werden mußte. Diese Werte können daher hinsichtlich der Intensität nicht ohne weiteres mit den anderen Unruhowerten, in denen $A_H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$ ist, verglichen werden. Das Tagesmittel wurde aus den Beobachtungsterminen um 7 und 18^h Gr. Z. gewonnen. Die bezüglich der Stationen Straßburg und Kew berechneten Mittelwerte unterscheiden sich von den anderen Unruhowerten insofern, als sie aus den Terminen von 6^h (nicht 7^h) und 18^h Gr. Z. gebildet sind. Es wurde geprüft, ob eine solche Abweichung eines Teiltermins um eine Stunde sich auf die Ergebnisse der Korrelationsrechnung merklich geltend macht. Bei Durchrechnung eines Beispiels wurde die Brandung an der norwegischen Küste zweimal mit der Bodenunruhe im Hamburg korreliert, wobei für die Be-

*) Die von Lee berechneten Korrelationen zwischen norwegischer Brandung und Bodenunruhe im Januar 1930 betrugen für Hamburg: 0.57 ± 0.08 ; für Königsberg: 0.66 ± 0.07 ; für Göttingen: 0.18 ± 0.11 ; für Lund: 0.44 ± 0.10 .

rechnung der Unruhe der 7^h-Termin mit dem 6^h-Termin ausgewechselt wurde. Es erwies sich, daß die beiden Korrelationswerte praktisch übereinstimmten und somit keine Abweichung vorliegt, welche die aus dem Ergebnis zu ziehenden Schlüsse beeinflussen könnte.

In den Tabellen 1 und 2 sind neben den Amplituden A und den zugehörigen Perioden T der Bodenunruhe die Brandungswerte B eingetragen. Sie wurden

Tabelle 1

Tagesmittel der Brandungswerte B_2 (Biskaya und Kanal) und B_3 (englisch-schottische Ostküste) sowie der Amplituden mit zugehörigen Perioden der Bodenbewegung für den Zeitabschnitt vom 20. Januar bis 10. Februar 1932. [Die in der Tabelle nicht angeführten Werte von B_1 , B_3 und B_4 sind bereits anderenorts¹⁾ veröffentlicht]

Datum	B_2	B_3	Potsdam*)		Stuttgart		Tannus-Obs.		Straßburg		Kew	
			A_H	T_H	A_H	T_H	A_N	T_N	A_H	T_H	A_N	T_N
20. I.	2.93	1.19	4.83	4.7	0.94	6.4	—	—	4.19	6.2	1.30	6.4
21.	2.55	1.58	4.12	5.0	0.92	6.1	0.78	6.7	2.90	6.4	1.95	6.8
22.	2.73	1.41	4.03	4.7	0.91	6.7	0.84	6.8	3.22	6.2	1.55	6.7
23.	2.33	1.66	4.22	5.0	0.94	6.6	0.83	6.6	3.40	6.0	1.50	6.5
24.	1.88	2.18	3.78	5.5	0.81	6.5	0.75	6.2	3.76	6.5	1.60	6.4
25.	2.03	1.66	6.09	5.0	1.04	7.0	1.07	6.8	3.50	6.5	1.85	6.5
26.	2.45	1.70	14.14	6.0	1.97	6.5	1.61	6.8	4.02	6.1	1.60	6.1
27.	1.90	1.41	7.35	5.5	1.01	6.1	0.87	6.5	3.29	6.0	1.80	6.5
28.	1.68	1.47	7.57	5.5	0.94	6.5	0.79	6.5	3.65	6.0	1.80	6.3
29.	1.47	1.63	10.76	5.7	2.22	6.7	2.10	7.2	5.43	6.6	1.85	7.0
30.	1.56	1.00	13.45	6.0	2.41	6.9	1.98	7.2	5.30	6.1	1.65	6.7
31.	1.94	2.00	3.47	5.0	0.61	6.0	0.49	6.5	3.26	5.4	0.60	5.8
1. II.	1.75	1.50	8.14	5.2	1.03	6.3	0.96	7.0	2.86	6.1	0.65	6.4
2.	1.72	1.77	4.25	4.7	0.46	6.0	0.41	6.1	2.33	6.0	0.60	6.5
3.	1.53	1.38	4.30	4.5	0.53	6.0	0.41	6.2	1.99	6.0	0.50	6.0
4.	1.22	1.55	6.03	4.2	0.78	6.1	0.73	6.5	2.44	6.0	0.70	6.6
5.	1.94	1.82	2.88	5.0	0.64	6.2	0.49	7.2	2.26	6.0	0.70	6.5
6.	2.47	1.78	4.42	4.2	0.68	6.5	0.63	6.7	2.37	6.0	1.55	6.7
7.	2.37	1.28	2.12	4.5	0.55	6.3	0.63	7.0	2.76	5.6	0.80	6.0
8.	2.66	2.26	3.60	5.2	0.55	6.2	0.41	7.1	1.76	5.7	0.50	6.1
9.	3.65	3.25	3.81	4.2	0.38	6.2	0.33	7.7	1.35	5.1	0.25	5.2
10.	3.47	3.00	5.01	5.0	0.76	6.0	0.61	6.8	2.50	4.9	0.40	4.5

an Hand der Seegangsdaten folgender Stationen ermittelt: Für 1930 1. *Norwegische Küste* (B_1): Vardö, Ingöy, Andenes, Röst, Ona, Utsira und Lista; 2. *Biskaya und Kanal* (B_2): Le Havre, Brest, Rochefort, Bayonne und La Coruña; 3. *Schottisch-irische West- und Nordküste* (B_3): Stronoway, Malin Head, Blacksod Point und Valentia; 4. *Jütländisch-pommerisch-memelländische Küste* (B_4): Hanstholm, Skagen, Arkona, Rügenwaldermünde und Memel; sowie für 1932: *Biskaya und Kanal* (B_2): Le Havre, Cherbourg, Brest, Le Talut, Rochefort, Santander, Gijon und La Coruña. Betreffs der Brandung an der norwegischen, sowie an der schottisch-

*) Nach von K. Jung freundlichst zur Verfügung gestellten Ausmessungen.

irischen und an der jütländisch-pommerisch-memelländischen Küste fanden für 1932 die von E. Tams berechneten Werte Verwendung. Die Brandung an der *englisch-schottischen Ostküste* (B_5) wurde schließlich wegen der Möglichkeit eines Einflusses auf die Bodenunruhe von Kew an Hand der Seegangsdaten von Yar-

Tabelle 2

Tagesmittel der Brandungswerte B_1 (Norwegen), B_2 (Biskaya und Kanal), B_3 (Schottland-Irland) und B_4 (Jütländisch-pommerisch-memelländische Küste) sowie der Amplituden mit zugehörigen Perioden der Bodenbewegung für den Zeitabschnitt vom 1. bis 31. Januar 1930

Datum	B_1	B_2	B_3	B_4	Hamburg		Potsdam		Straßburg		Kew	
					A_H	T_H	A_H	T_H	A_H	T_H	A_N	T_N
1. I.	3.36	4.73	5.90	3.42	4.6	5.9	3.4	5.5	4.0	5.9	1.4	5.5
2.	3.86	4.78	4.81	3.29	6.3	6.1	5.2	6.0	6.8	6.5	2.4	6.6
3.	4.17	3.91	5.33	3.39	7.2	6.4	6.1	6.0	6.1	6.2	2.2	6.5
4.	5.09	4.83	4.43	4.08	11.3	6.4	8.1	6.5	8.1	6.2	2.2	6.9
5.	4.18	5.80	4.12	3.41	9.8	5.7	5.9	5.5	10.3	5.9	2.5	5.9
6.	4.45	2.43	4.60	3.35	12.2	5.7	7.9	6.0	7.7	5.7	3.1	5.7
7.	4.32	3.90	4.48	3.82	6.4	5.7	5.7	5.5	6.0	6.0	1.9	7.0
8.	4.80	3.38	4.83	3.88	7.6	5.7	6.5	6.5	6.2	6.0	2.6	7.9
9.	4.42	4.31	4.08	3.10	6.9	6.2	5.4	6.0	5.6	5.9	1.9	6.5
10.	4.36	3.70	5.57	4.11	6.2	5.5	4.5	6.0	6.9	6.1	2.1	6.2
11.	4.80	4.82	6.44	4.21	15.4	6.9	8.9	6.5	15.5	7.1	6.8	7.0
12.	4.41	5.80	6.38	2.95	12.4	7.0	8.6	7.0	17.2	7.1	5.6	7.8
13.	4.06	6.20	4.01	4.35	10.2	6.2	7.5	6.5	11.7	6.3	3.3	6.7
14.	4.18	3.54	2.88	3.21	7.5	6.1	5.7	5.5	11.4	6.1	2.6	6.6
15.	3.94	3.54	0.89	3.62	5.5	5.5	4.8	5.5	6.9	5.9	1.5	6.6
16.	3.85	2.72	4.92	2.66	6.7	6.1	4.9	6.0	8.7	6.5	2.5	6.1
17.	4.18	2.74	4.01	2.39	7.0	5.7	5.5	5.5	9.6	6.0	2.1	6.1
18.	4.67	11.32	5.08	3.32	5.9	5.9	4.2	6.0	4.0	5.3	1.3	6.1
19.	4.27	2.49	4.01	3.02	7.4	5.9	5.0	6.0	7.9	6.1	2.3	6.1
20.	4.83	3.39	3.42	2.83	10.4	6.3	6.4	6.0	6.5	6.0	1.8	6.8
21.	4.72	2.57	5.86	3.03	13.0	6.2	9.9	6.5	7.9	6.5	3.1	6.7
22.	3.84	4.32	3.22	2.55	13.9	6.0	7.3	6.5	7.3	6.2	2.7	7.1
23.	4.06	3.66	4.49	3.29	7.3	6.3	5.0	6.5	5.7	6.5	2.6	7.2
24.	3.34	4.29	4.75	2.80	6.9	6.3	5.2	6.0	8.2	6.0	2.8	6.5
25.	3.30	3.73	4.04	2.79	5.0	6.1	3.9	6.0	4.2	6.0	1.8	6.1
26.	3.48	3.15	1.55	1.79	8.0	5.7	6.7	5.5	12.3	5.2	3.9	6.0
27.	3.00	4.55	2.93	1.34	5.5	5.9	5.1	6.0	7.5	5.0	2.2	6.3
28.	3.27	3.36	4.36	1.95	5.4	6.2	4.3	6.0	4.9	5.5	1.7	6.5
29.	3.27	2.59	4.41	1.58	6.1	6.6	5.2	6.5	6.4	7.0	3.3	7.6
30.	2.74	4.22	4.34	2.28	7.6	8.0	7.0	7.5	9.5	7.6	3.8	8.3
31.	2.88	4.87	4.94	2.22	7.8	7.6	6.4	7.5	8.6	7.5	3.1	7.8

mouth, Tynemouth und Aberdeen bestimmt. Aus einer hier nicht wiedergegebenen graphischen Darstellung geht indessen ihre völlige Einflußlosigkeit klar hervor, weswegen auch die Untersuchung ihrer Wirkung nur auf den Zeitabschnitt von 1932 beschränkt wurde; aus demselben Grunde findet sie auch weiter unten keine Erwähnung mehr. Nach dem von Gutenberg eingeführten Verfahren wurden

die Quadrate der einzelnen Seegangsdaten B gebildet, wobei die B Tagesmittelpunkte aus den Beobachtungen zu den Terminen um 7^h und 18^h Gr. Z. darstellen. Ferner wurden wie üblich bei Berechnung der Brandungswirkung die verschiedenen Entfernungen durch Einführung von Entfernungsfaktoren berücksichtigt. Den Werten B^2 wurden die Gewichte 1 bzw. 2, 3, 4 oder 5 zugeteilt, je nachdem die Entfernung > 2000 km bzw. 1500 bis 2000 km, 1000 bis 1500 km, 500 bis 1000 km oder < 500 km war. Dabei wurden einfachheitshalber die für Hamburg gültigen Entfernungsfaktoren auch auf die anderen seismischen Stationen bezogen, da es sich erwies, daß die dabei teilweise begangenen geringen Ungenauigkeiten vernachlässigt werden konnten, ohne daß die Korrelationswerte dabei merklich beeinflußt wurden.

II. Schon ein flüchtiger Blick auf die in den Tabellen 3, 4 und 5 zusammengefaßten Ergebnisse der Korrelationsrechnung läßt erkennen, daß die Enge des Zusammenhangs zwischen Brandung und Bodenunruhe in beiden Zeitabschnitten keineswegs gleich ist und daß die hohen Korrelationskoeffizienten bezüglich der norwegischen Brandung für den Januar/Februar 1932 im Januar 1930 nicht bestätigt werden. Es entsteht somit die Frage nach der Ursache der Erscheinung, daß für einen 22tägigen Zeitraum von 1932 die Beziehung der norwegischen Brandung zur Bodenunruhe in Hamburg (0.85 ± 0.04 w. F.) und nicht nur zu dieser, sondern ebenso zu der in Potsdam (0.74 ± 0.07 w. F.), Straßburg (0.62 ± 0.09 w. F.) und Kew (0.47 ± 0.12 w. F.) sehr viel enger ist, als für den 31 tägigen Zeitraum gleicher Jahreszeit von 1930 (in derselben Reihenfolge: 0.52 ± 0.09 ; 0.44 ± 0.10 ; 0.15 ± 0.12 ; 0.08 ± 0.12). Man könnte vielleicht den Grund darin sehen, daß der Zeitabschnitt, über den sich die Untersuchung erstreckt, das eine Mal um fast ein Drittel länger ist als das andere Mal. Doch läßt es sich leicht zeigen, daß die Ungleichmäßigkeit der beiden Zeitabschnitte in der Güte der genannten Korrelationen damit nicht erklärt werden kann; denn für einen besonders günstig scheinenden kürzeren Abschnitt vom 1. bis 13. Januar 1930 betrug der Korrelationsfaktor auch nicht mehr als 0.58 ± 0.13 für Hamburg und 0.68 ± 0.11 für Potsdam. In beiden Fällen handelt es sich dabei um die Bodenunruhe gleicher Art. Die Perioden liegen zwischen 4 und 10 Sekunden und zeigen mit wachsender Amplitude Tendenz zum Zunehmen. Ganz offensichtlich haben wir nach einer anderen Erklärung zu suchen.

Die Annahme, daß das gegenseitige Stärkeverhältnis der Brandung (B_1) Norwegen, (B_2) Biskaya, (B_3) Schottland-Irland für die ungleichen Korrelationen in den beiden Zeitabschnitten in gewissem Grade verantwortlich zu machen ist, scheint sich eher begründen zu lassen. Es ist durchaus vorstellbar, daß bei starker Brandung B_2 oder B_3 die Korrelationen zu B_1 schlechter sind als im Falle schwacher Brandung B_2 und B_3 . Mendel⁹⁾ stellt fest, daß ein Einfluß der Brandung im Golf von Biskaya und an der westfranzösischen Küste dann spürbar wurde, wenn die Brandung an der norwegischen Küste zurücktrat. Diesem Umstande würde es auch entsprechen, daß bei starker Brandung im Golf von Biskaya oder an der schottisch-irischen Küste der Einfluß der norwegischen Brandung geschwächt wird.

Als Maß für die Intensität der Brandung kann der Ausdruck $\Sigma B^2/n$, das Mittel der Quadrate der Brandungswerte, gelten. Für die Enge des Zusammenhangs zwischen Brandung und Bodenunruhe scheint uns jedoch noch mehr als

Tabelle 3

20. 1. bis 10. 2. 1932	$\Sigma b^2/n$	$\Sigma B^2/n$	Hamburg (A_H)	Potsdam (A_H)	Stuttgart (A_H)	Taunus- Obs. (A_N)	Straß- burg (A_H)	Kew (A_N)
(Norwegen) B_1^2 . . .	25 (2.7)	13 (2.6)	{ 0.85*) ± 04	{ 0.74**) ± 07	0.78 ± 06	0.78 ± 06	0.62 ± 09	0.47 ± 12 w. F.
(Biskaya) B_2^2 . . .	9 (1)	5 (1)	{ 0.32 ± 13	{ 0.29 ± 14	0.32 ± 13	0.29 ± 14	0.37 ± 13	0.29 ± 14 w. F.
(Schottl.-Irl.) B_8^2 . .	20 (2.2)	7 (1.4)	{ 0.08*) ± 14	{ 0.13 ± 15	0.14 ± 15	0.18 ± 15	0.21 ± 14	0.37 ± 13 w. F.

Tabelle 4

1. bis 31. 1. 1930	$\Sigma b^2/n$	$\Sigma B^2/n$	Hamburg (A_H)	Potsdam (A_H)	Straßburg (A_H)	Kew (A_N)
B_1^2	23 (1)	16 (1)	{ 0.52***) ± 09	{ 0.44†) ± 10	0.15 ± 12	0.08 ± 12 w. F.
B_2^2	65 (2,8)	16 (1)	{ 0.27 ± 11	{ 0.28 ± 11	0.45††) ± 10	0.33 ± 11 w. F.
B_3^2	90 (4.0)	20 (1.2)	{ 0.29 ± 12	{ 0.29 ± 11	0.18 ± 12	0.41 ± 10 w. F.

Tabelle 5

		Hamburg (A_H)	Potsdam (A_H)
(Jütl.-pommerisch-memell. Küste) B_4^2	20. 1. bis 10. 2. 1932	0.56*)	0.44
		± 10	± 12 w. F.
	1. 1. „ 31. 1. 1930	0.29	0.29
		± 11	± 11 w. F.

$\Sigma b^2/n$: Maß für die Stärke der Schwankung der Brandung.

$\Sigma B^2/n$: Maß für die Intensität der Brandung.

A_H : Amplitude der Horizontalkomponente der Bodenbewegung.

A_N : Amplitude der N—S-Komponente der Bodenbewegung.

die Intensität die Stärke der Schwankungen der Brandung verantwortlich und daher besonders geeignet für einen Vergleich mit den Korrelationswerten zu sein. Als Maß für die Stärke der Schwankungen führen wir die mittlere quadratische Variabilität $\Sigma b^2/n$ ein. Hierbei bedeutet b die Abweichung der Einzelwerte vom Mittel der Brandungswirkung B^2 . $\Sigma b^2/n$ ist also nichts anderes als das Mittel

*) nach E. Tams.

**) nach K. Jung.

***) 0.58 für den kürzeren Zeitabschnitt vom 1. bis 13. Januar 1930.

†) 0.68 für den kürzeren Zeitabschnitt vom 1. bis 13. Januar 1930.

††) 0.56 für den kürzeren Zeitabschnitt vom 1. bis 15. Januar 1930.

der Quadrate dieser Abweichungen. Die $\Sigma B^2/n$ und die $\Sigma b^2/n$ haben für die vorliegenden Zeitintervalle einen angenähert gleichen Gang, wie die beiden ersten Kolumnen der Tabelle 3 und 4 zeigen. In Klammern stehen hier die entsprechenden Relativwerte, bezogen auf den jeweilig kleinsten Wert. Offensichtlich besteht ein Zusammenhang zwischen den Brandungsgrößen $\Sigma b^2/n$ sowie $\Sigma B^2/n$ und der Enge der Korrelationen. Im Januar/Februar 1932 sind die Korrelationskoeffizienten bezüglich der norwegischen Brandung besonders groß, und gleichzeitig übertrifft die norwegische Brandung an Intensität und Stärke der Schwankung die beiden anderen Brandungsgruppen, die Biskaya-Brandung sogar um gut das $2\frac{1}{2}$ -fache (Tabelle 3). Im Januar 1930, zur Zeit lockereren Zusammenhangs zwischen norwegischer Brandung und Bodenunruhe, sind dagegen die norwegischen Brandungsgrößen verglichen mit denen der beiden anderen Brandungsgruppen klein. So ist zumal in $\Sigma b^2/n$ B_2 2.8mal und B_3 sogar 4mal größer als B_1 (Tabelle 4). Jedenfalls scheint nach den vorliegenden Daten das gegenseitige Stärkeverhältnis der Brandungen von ganz anderer Bedeutung zu sein als etwa ihre absolute Höhe. So ist 1930 die Stärke der norwegischen Brandung größer als 1932 und die Schwankungen halten sich ungefähr die Waage, trotzdem sind die Korrelationen zwischen norwegischer Brandung und Bodenunruhe 1932 enger.

Dieser Zusammenhang zwischen den genannten Brandungsgrößen und der Enge der Korrelationen tritt bezüglich B_2 und B_3 nicht in dem Maße in Erscheinung wie für B_1 ; denn mit dem Anwachsen der Werte von $\Sigma b^2/n$ und $\Sigma B^2/n$ in Tabelle 4 für B_2 und B_3 hält das Zunehmen der zugehörigen Korrelationskoeffizienten nicht Schritt. Zwar sind 1930 (Tabelle 4) für B_2 die Korrelationswerte von Kew (0.33) und Straßburg (0.45), für B_3 die von Kew (0.41), Hamburg (0.29) und Potsdam (0.29) mit dem Anwachsen der zugehörigen Brandungsgrößen im Vergleich zu den entsprechenden Werten von 1932 (Tabelle 3) gestiegen, aber bis auf die Werte von Hamburg (0.29) und Potsdam (0.29) für B_3 liegen die Beträge des Anwachsens noch unterhalb der Fehlergrenze; und die drei übrigen Werte, Hamburg (0.27) und Potsdam (0.28) für B_2 sowie Straßburg (0.18) für B_3 , sind sogar trotz des Anwachsens der zugehörigen Brandungsgrößen um ein Geringes gesunken. Wir sehen also, daß der Wechsel in der Güte der schon an sich nur geringen Korrelationen bezüglich der Biskaya und Schottland-Irlands von einem Zeitraum zum anderen eine kaum befriedigende Erklärung im gegenseitigen Stärke- und Schwankungsverhältnis der Brandungen findet. Ferner tritt hervor, daß zwar die Enge der Beziehung zwischen norwegischer Brandung und der Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam wesentlich herabgesetzt wird, wenn die Brandung an der schottisch-irischen Küste und im Golf von Biskaya die norwegische Brandung an Stärke bzw. an Größe der Schwankung übersteigt oder ihr doch gleichkommt, daß sich aber trotzdem der Einfluß der norwegischen Brandung als ganz besonders stark erweist und sich auch noch durchsetzt, wo die Brandungen und vor allem ihre Schwankungen in der Biskaya und an der schottisch-irischen Küste die Brandungsgrößen Norwegens zum Teil selbst um ein Mehrfaches übertreffen. Auch dann noch gehören 1930 unter allen Beziehungen der Tabelle 4 diejenigen der norwegischen

Brandung zu Hamburg und Potsdam zu den engsten. Daneben ist, nach den Korrelationen zu urteilen (Tabelle 3 und 4), der Einfluß der Brandung in der Biskaya und erst recht an der schottisch-irischen Küste schwach, zum Teil vielleicht überhaupt nicht vorhanden. 1930 übertreffen die schottisch-irischen Brandungsschwankungen die norwegischen um das Vierfache; trotzdem erreicht aber der zu B_3 gehörige größte Korrelationskoeffizient nicht mehr als 0.41 (Kew). Ebenso übertreffen die Schwankungen der Brandung in der Biskaya die norwegischen um das 2.8fache, und der größte zugehörige Korrelationskoeffizient erreicht auch nur eine Höhe von 0.45 (Straßburg).

Die Enge der Korrelationen im allgemeinen kann also, wie man sieht, nicht ausschließlich durch die von uns eingeführten Brandungsgrößen und ihr gegenseitiges Verhältnis erklärt werden; denn sonst dürfte die norwegische Brandung unter den beiden anderen Brandungsgruppen keine so ausgesprochene Sonderstellung einnehmen. Die Brandungen müßten sich vielmehr ihren Schwankungen und ihrer Intensität entsprechend durchsetzen und die zugehörigen Korrelationskoeffizienten eine dementsprechende Größe annehmen. Es müssen also noch andere Ursachen vorliegen, von der die Enge der Korrelationen anhängig ist. Neben der Möglichkeit, das starke Hervortreten der norwegischen Brandung damit zu erklären, daß Gestaltung und Lage der norwegischen Steilküste besonders geeignet für das Auffangen der Brandungsenergie ist, um dieser hinsichtlich der Bodenunruhe auch eine besondere Durchschlagskraft zu geben, sind es vor allem die von Schwinner gegebenen Gedankengänge, in denen eine Erklärung für die Sonderstellung der norwegischen Brandung zu suchen wäre. Es könnte demnach das Grundgebirge sein, das je nach seinem Verlauf die Übertragung der Bodenunruhe hemmt oder fördert.

III. Auf Grund der Arbeiten von Gutenberg¹⁰⁾ und Tams¹⁾ hat Schwinner³⁾, insbesondere geologischen Erwägungen über den Verlauf des kaledonischen Gebirges nachgehend, eine Kartenskizze entworfen, auf der er die Gebiete bezeichnet hat, in denen bei Brandung an vier verschiedenen Küsten Europas stärkere Bodenunruhe zu erwarten ist. Nach dieser Übersicht liegen Hamburg und Potsdam in erster Linie im Einflußbereich der norwegischen Brandung, Straßburg und das Taunus-Obs. in demjenigen der Brandung im Golf von Biskaya. Stuttgart liegt gerade zwischen den beiden Gebieten, die vor allem durch die Brandung in der Biskaya und durch die Brandung an der Riviera und der Küste von Dalmatien erschüttert werden, während Kew jedenfalls außerhalb eines ausschlaggebenden Einflusses der norwegischen Brandung gelegen ist. Können wir auf Grund der in den Tabellen 3 und 4 zusammengefaßten Korrelationswerte eine Bestätigung der Vorstellung von Schwinner finden?

Ein engerer Zusammenhang zwischen Brandung und Bodenunruhe, der besondere Beachtung erfordert, liegt allein für die norwegische Brandung im Zeitraum vom Januar/Februar 1932 vor (Tabelle 3). Die hohen Korrelationen derselben zur Bodenunruhe in Hamburg (0.85) und Potsdam (0.74), die von E. Tams und K. Jung berechnet wurden, können wir für denselben Zeitabschnitt

auf Stuttgart (0.78) und das Taunus-Obs. (0.78) erweitern. Das steht im Widerspruch zur Skizze von Schwinner. Beide Stationen, sowohl Stuttgart als auch das Taunus-Obs., sollten zu dem von der Brandung in der Biskaya beherrschten Gebiet gehören, zeigen aber eindeutig einen Zusammenhang mit der norwegischen Brandung, der von wesentlich gleicher Enge ist wie bei Hamburg und Potsdam.

Im übrigen sind die Korrelationswerte (Tabelle 3 und 4) auch in den günstigeren Fällen nicht hoch genug, als daß man hier an die Brandung als alleinige Ursache glauben könnte. Immerhin erreichen sie doch mehrfach noch Beträge, die hinreichen, um eine Beziehung zur Brandung, sei sie nun direkt oder indirekt, in diesen Fällen nicht ausschließen zu müssen. Im Januar 1930 sind wieder unter allen Beziehungen zur norwegischen Brandung die von Hamburg (0.52) und Potsdam (0.44) die engsten und weisen damit, die Resultate von 1932 bestätigend, erneut auf die besonders hervortretende Wirksamkeit der norwegischen Brandung hin, die ja nach Tabelle 3 bis Frankfurt und Stuttgart hinabreicht.

In Straßburg dagegen scheint der Einfluß der norwegischen Brandung bereits nachzulassen, indessen entsprechend die Wirksamkeit der spanisch-französischen Küstenbrandung zuzunehmen: denn mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.37 (Tabelle 3) steht die Brandung in der Biskaya zur Bodenunruhe von Straßburg in einem engeren Zusammenhang als zur Unruhe an den anderen Stationen. Mit einem Wert von je 0.32 folgen Hamburg und Stuttgart. Man könnte diese etwas engere Beziehung als Zufallerscheinung werten, da ja der Betrag, um den sich der Korrelationskoeffizient von Straßburg hervorhebt, unterhalb der Fehlergrenze liegt. Wir finden aber diesen engeren Zusammenhang 1930 bestätigt: hier erreicht der Korrelationskoeffizient für Straßburg mit 0.45 bezüglich der Biskaya wieder den höchsten Wert, wobei nun Kew mit 0.33 an zweiter Stelle steht; und jetzt liegt die Differenz zwischen dem Korrelationskoeffizienten für Straßburg und dem nächstgrößten bereits eben oberhalb der Fehlergrenze. Für einen kürzeren Zeitabschnitt (1. bis 15. Januar 1930) steigt der Korrelationskoeffizient für Straßburg sogar auf 0.56 ± 0.12 w. F. Diese Verhältnisse liegen ganz im Sinne der Schwinnnerschen Hypothese.

Als dritte etwas stärker hervortretende Beziehung kann schließlich noch der Zusammenhang zwischen der Bodenunruhe von Kew und der Brandung an der schottisch-irischen Küste erwähnt werden. In beiden Zeitabschnitten hat die Station Kew bezüglich der schottisch-irischen Brandung den höchsten Korrelationswert. Berücksichtigt man indessen die geringe Entfernung von Kew zur schottisch-irischen Westküste, so erscheinen diese Werte (1932: 0.37; 1930: 0.41) aber doch als auffallend gering. Auch im Vergleich zur norwegischen Brandung ist der Einfluß der schottisch-irischen auf die Unruhe in Kew sehr klein, denn im Zeitabschnitt von 1932 beträgt der Korrelationskoeffizient für die erstere 0.47, für die letztere nur 0.37, wobei freilich Intensität und Schwankung der norwegischen Brandung die der schottisch-irischen (Tabelle 3) merklich übertreffen. Im Jahre 1930 verschwindet der Einfluß der norwegischen Brandung (0.08) hier allerdings voll-

kommen; die schottisch-irische (0.41) ist aber auch in $\Sigma b^2/n$ viermal, in $\Sigma B^2/n$ zwar nur 1.2 mal größer als die norwegische.

Es muß noch erwähnt werden, daß wie 1932 so noch weniger 1930 eine engere Beziehung zwischen der Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam einerseits und der Brandung an der jütländisch-pommerisch-memelländischen Küste andererseits nicht festzustellen ist und daß somit der Einfluß dieser Flachküstenbrandung wohl gewiß als nicht wesentlich angesehen werden kann. Der Korrelationskoeffizient betrug 1932 zwar für Hamburg nach E. Tams¹⁾ immerhin noch 0.56, für Potsdam berechnete ich aber schon nur 0.44 und 1930 für beide Orte gar nur 0.29 (Tabelle 5).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß den Erwartungen Schwinnners — nach seiner Skizze über das Auftreten der Bodenunruhe — durch einen engen Zusammenhang von Bodenunruhe in Straßburg und Brandung in der Biskaya entsprochen wird. Ebenso kann der in beiden Zeitabschnitten festgestellte engere Zusammenhang von norwegischer Brandung und Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam in dieser Richtung gedeutet werden. Dagegen finden die von Schwinner skizzierten Zusammenhänge in der engen Beziehung der Bodenunruhe von Stuttgart und dem Taunus-Obs. zur norwegischen Brandung keine Bestätigung, wie auch der Mangel an einer klareren Parallelität zwischen Bodenunruhe in Kew und Brandung an der schottisch-irischen Küste als negatives Argument aufzufassen sein dürfte. Für die Annahme eines unterirdischen Verlaufs des kaledonischen Gebirges in zwei Ästen war ein wesentlicher Grund die Einflußlosigkeit der schottisch-irischen Brandung auf die Bodenunruhe in Hamburg. Der für einen solchen Verlauf der Kaledoniden wenigstens 1932 im Vergleich mit der Beziehung zur schottisch-irischen Brandung relativ zu eng erscheinende Zusammenhang zwischen der Unruhe von Kew und der Brandung an der norwegischen Küste ist zum mindesten keine Stütze für die Unterbrechung dieses Gebirgszuges unter der Nordsee.

Es ist bemerkenswert, daß die Korrelationswerte von Hamburg (0.85), Potsdam (0.74), Stuttgart (0.78) und Taunus-Obs. (0.78) bezüglich der norwegischen Brandung alle fast gleich groß sind. Ebenso gehören die Korrelationskoeffizienten dieser vier Stationen hinsichtlich der anderen Brandungsgruppen ihrer Größe nach zusammen (Biskaya: 0.32, 0.29, 0.32, 0.29 und Schottland-Irland: 0.08, 0.13, 0.14, 0.18). Und auch im anderen Zeitabschnitt (Tabelle 4) wiederholt sich diese Gruppenbildung, nachweisbar allerdings nur bei den Werten für Hamburg und Potsdam, da die für Stuttgart und das Taunus-Obs. mangels geeigneter Unterlagen fehlen (Norwegen: 0.52, 0.44; Biskaya: 0.27, 0.28; Schottland-Irland: 0.29, 0.29).

Haben die Korrelationswerte dieser vier (bzw. zwei) Stationen für jede der drei Brandungsgruppen je gleiche Höhe, so ist daraus, auch ohne weitere Rechnung, der Schluß erlaubt, daß die Bodenunruhe dieser vier Stationen in engster gegenseitiger Korrelation zueinander steht. Für Hamburg und Potsdam hat K. Jung einen Korrelationswert von 0.92 ± 0.05 berechnet, dessen Höhe ungefähr auch für die anderen gegenseitigen Beziehungen erreicht werden dürfte. Die Unruhe

an diesen vier Stationen müßte demnach ein und denselben Ursprung haben. Insbesondere wäre zu erwägen, ob es sich hier nicht um die Eigenschwingungen eines durch den geologischen Aufbau bedingten zusammengehörigen Krustenkomplexes handelt, der an irgendeiner Stelle angeregt, überall gleichmäßig schwach oder stark schwingt.

Ein geologischer Zusammenhang zwischen den drei Steilküstengebieten und den Regionen, in denen ein der Brandung mehr oder weniger paralleler Gang der Unruhe beobachtet wurde, kann aber natürlich nur unter der Voraussetzung in Betracht gezogen werden, daß die Steilküstenbrandung wirklich die Ursache der seismischen Bodenunruhe ist. Solange das nicht feststeht, ist selbstverständlich auch jede Schlußfolgerung aus der Parallelität zwischen Brandung an der norwegischen Küste und Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam über den Verlauf des kaledonischen Gebirges mit demselben Maße von Unsicherheit behaftet, wie die Brandungshypothese selbst. Dagegen sind die Schlüsse auf die geologisch-tektonischen Zusammenhänge, die sich wie bei den obenerwähnten Stationen allein aus dem gegenseitig parallelen Gang der Bodenunruhe ergeben, unabhängig von der Art des Erregers der Unruhe. Ob die Unruhe durch die Brandung oder durch einen anderen Vorgang verursacht wird, ist gleichgültig für den Schluß auf das Bestehen eines solchen Zusammenhanges. Dies ist besonders deswegen hervorzuheben, weil damit der von Schwinner eingeschlagene Weg, aus der Verbreitung der Bodenunruhe auf den Verlauf des Grundgebirges zu schließen, nicht notwendig an eine bestimmte Hypothese über die Ursache der Bodenunruhe gebunden ist.

IV. Die Untersuchung einiger oben behandelte Fragen, wie etwa die nach der Ursache verschieden enger Korrelationen in verschiedenen Zeitabschnitten, und ebenso die Betrachtung der Korrelationen unter dem Gesichtspunkt geologischer Zusammenhänge im Schwinner'schen Sinne, erforderte zunächst einmal die Annahme, daß die Steilküstenbrandung ausschlaggebende Ursache der Bodenunruhe sei. Das enthebt uns nicht der Notwendigkeit, die Frage nach der Wahrscheinlichkeit der Brandungshypothese zu stellen.

Die enge Parallelität zwischen norwegischer Brandung und Bodenunruhe einiger Stationen im Januar/Februar 1932 scheint, wie bereits eingangs erwähnt, die Brandungshypothese aufs neue zu belegen. Bedenkt man noch, daß die Angaben für den Seegang nur geschätzte Größen sind, daß ferner die Beobachtungsreihen durch Lücken in den Wetterberichten nicht vollständig sind, so gewinnen die zwischen 0.85 und 0.74 liegenden Korrelationskoeffizienten weiter an Gewicht. Eine besonders hervorzuhebende Stütze für die Brandungshypothese sind aber die Ergebnisse der von Tams²⁾ durchgeführten Mehrfachkorrelation, nach denen die Brandung an den nähergelegenen südlicheren Küstengebieten Norwegens auf die Unruhe in Hamburg von entschieden stärkerer Wirkung ist als an den entfernteren nördlicheren Küstenstrichen.

Dem stehen nun aber die sehr viel schlechteren Korrelationskoeffizienten für den Januar 1930 gegenüber. Für diesen Zeitabschnitt läßt sich die Unruhe in Hamburg — und dasselbe gilt für Potsdam — jedenfalls nicht allein auf die

norwegische Brandung zurückführen, da hier der Korrelationskoeffizient nur 0.52 — und 0.44 für Potsdam — beträgt. Das gleiche trifft erst recht für die Wirkung der Brandung in der Biskaya, an der schottisch-irischen sowie an der jütländisch-pommerisch-memelländischen Küste auf die Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam (Tabelle 4 und 5) zu. Damit dürfte aber die Brandung schlechthin als *alleinige* Ursache der Bodenunruhe an den herangezogenen vier deutschen Stationen und vielmehr noch an den beiden Stationen Straßburg und Kew nicht in Frage kommen.

In diesem Zusammenhange sei auf die neben der Brandungshypothese bestehenden Hypothesen der Bodenunruhe hingewiesen. Banerji¹¹⁾ sieht die durch die Wellenbewegung auf hoher See entstehenden Druckschwankungen als Ursache der Unruhe an. Die Druckschwankungen übertragen sich auf den Meeresboden und sollen sich als Bodenunruhe weiter fortpflanzen. Diese Hypothese stützt sich in erster Linie auf die von mehreren Autoren — neben Banerji sind es Whipple¹²⁾ und Repetti¹³⁾ — gemachte Beobachtung, daß die Bodenunruhe ihr Maximum erreicht, lange bevor die aufziehende Zyklone bis zur Küste gelangt ist, und die Brandung infolgedessen noch nicht bis zu ihrem Höhepunkt vorgeschritten sein kann. Die Zeitdifferenzen zwischen dem Eintritt des Maximums der Bodenbewegung und dem Höhepunkt der Brandung, der eintrat, wenn die Zyklone die Küste erreichte, lagen zwischen 3 und 9 Stunden. Diese Beobachtung widerspricht der Brandungshypothese.

Gherzi^{14, 15)} ist der Ansicht, daß die Bodenbewegung von 4 bis 8 Sekunden auf eine unmittelbare Wirkung der atmosphärischen Druckschwankungen zurückzuführen ist, und bringt erstere mit Lage und Zugrichtung der Zyklone in Zusammenhang, indem er gleichzeitig darauf hinweist, daß ein Tiefdruckgebiet denselben Effekt hervorrufe, einerlei ob es sich über dem Ozean oder dem Kontinent befinde. Wie Gherzi stellt auch Matuzawa¹⁷⁾, der sehr ähnlich wie jener die Bodenunruhe mit ganz bestimmter Zyklonenlage in Verbindung bringt, jeden Seegangseinfluß in Abrede. Dieser Hypothese nachgehend untersucht Bradford¹⁶⁾ den Zusammenhang zwischen atmosphärischer Druckschwankung über der Bering-See und der Unruhe in Sitka (Alaska) und errechnet eine Korrelation von 0.80, während die Korrelation zwischen Unruhe und der Brandung an der nordwestlichen kanadischen Küste nur 0.27 beträgt. Ferner findet er, daß beim Anzuge eines Tiefs über den Atlantischen Ozean aus südöstlicher Richtung der Gang der Unruhe in St. Louis fast genau parallel zum Gang der Barometerkurve in Washington steht, wobei die Entfernung dieser beiden Orte voneinander über 1000 km beträgt. Die Unruhe hatte ihr Maximum erst dann erreicht, als die Zyklone die Küste von Karolina schon lange überschritten hatte und über dem Festlande lag. Es kann also nicht recht möglich sein, hier den Seegang auf offenem Meer als direkte Ursache der Bodenunruhe anzusehen. Diese Beobachtung steht also wieder im Gegensatz zur Hypothese von Banerji.

Wenn auch gegen die mehr qualitativen Betrachtungen von Gherzi, der unter anderem behauptet, daß bei Annäherung einer Zyklone an die Küste die

Bodenbewegung ihren regelmäßigen Charakter immer mehr verliere, Einwände erhoben werden, so z. B. von Kohlbach¹⁸⁾, der eine dieser Behauptung entgegengesetzte Beobachtung gemacht hat, so sind diese Einwände aber doch mehr

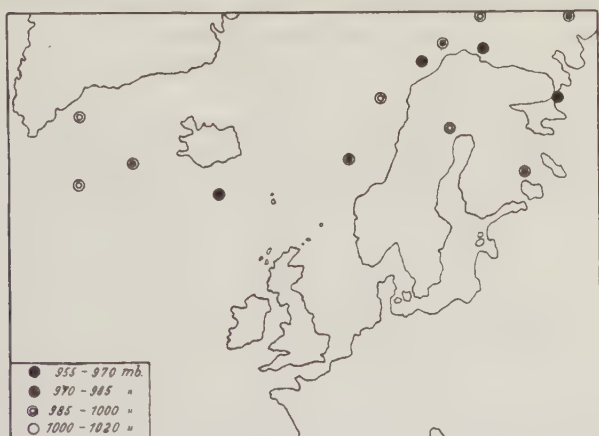


Fig. 1. Lage der Zyklonen bei maximaler seismischer Bodenunruhe in Hamburg während der beiden Zeitabschnitte vom 1. I. bis 31. I. 1930 und 20. I. bis 10. II. 1932

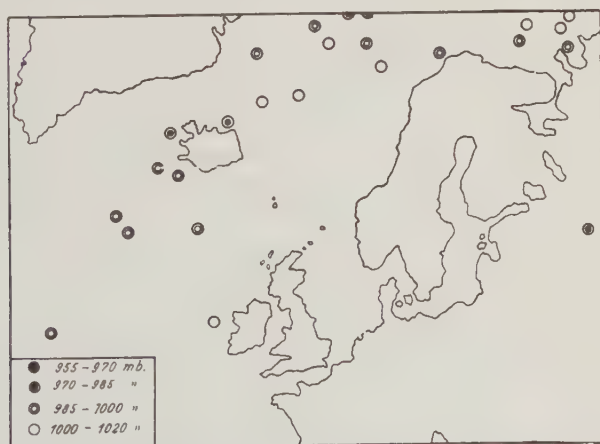


Fig. 2. Lage der Zyklonen bei minimaler seismischer Bodenunruhe in Hamburg während der beiden Zeitabschnitte vom 1. I. bis 31. I. 1930 und 20. I. bis 10. II. 1932

sekundärer Natur. Unter den drei Hypothesen scheint demnach die von Gherzi auf die geringsten Widersprüche zu stoßen.

Dieser kurze Querschnitt durch die Literatur über das Problem der Bodenunruhe zeigt, daß sich für alle drei Hypothesen — Steilküstenbrandung, Seegang auf offenem Meer und Zyklonenlage als direkte Ursache der Bodenunruhe — aus

einer Anzahl von Beobachtungen sowohl stützende Argumente als auch Gegenargumente aufstellen lassen, und wie verwickelt das Problem ist. Möglich ist natürlich auch der allgemeinste Fall, daß alle drei als Ursache der Bodenunruhe angesehenen Faktoren nebeneinander wirksam sind. Sicher wird man aber in Übereinstimmung mit allen drei Hypothesen behaupten können, daß die Bodenunruhe zum mindesten indirekt von Lage, Zugrichtung und Tiefe der Zyklonen abhängig ist.

Ohne noch näher auf die beiden neben der Brandungshypothese bestehenden Erklärungsversuche einzugehen, soll in Fig. 1 und 2 das Bild der Zyklonenlage im Laufe beider Beobachtungszeiten festgehalten werden. Während Fig. 1 die Lage der Zyklonen zu Zeiten maximaler Bodenunruhe in Hamburg wiedergibt, sind in Fig. 2 die Zyklonen zur Zeit minimaler Unruhe in Hamburg verzeichnet. Die Figuren geben also die atmosphärischen Zustände an der norwegischen Küste als demjenigen Gebiet wieder, von dem aus die Ursache der Bodenunruhe (in Hamburg) am stärksten wirksam ist, wie die guten Korrelationen zwischen norwegischer Brandung und Bodenunruhe in Hamburg zeigen. Unter maximaler Bodenunruhe sind alle über dem Gesamtdurchschnitt liegenden Maxima der Tagesmittel beider Zeiträume verstanden, unter minimaler Bodenunruhe entsprechend aller unter dem Durchschnitt liegenden Minima. Die Darstellung läßt durchaus Unterschiede zwischen beiden nach obigem Gesichtspunkt entworfenen Figuren erkennen. An Tagen starker Bodenunruhe (Fig. 1) in Hamburg — ebenso in Potsdam und zumindest im Zeitabschnitt von 1932 auch in Stuttgart und am Taunus-Obs. — sind die Zyklonen nicht nur sehr viel näher an der norwegischen Küste gelegen, sondern auch von bedeutenderer Tiefe als an Tagen schwacher Unruhe (Fig. 2) an den genannten Orten. Während im ersten Fall neun Zyklonen mit einem Druck kleiner als 985 mb und vier mit einem Druck kleiner als 970 mb im Gebiet des hier als wesentlich wiedergegebenen Teils der Wetterkarte festgestellt werden konnten, gibt es im zweiten Fall nur vier Zyklonen unterhalb 985 mb und keine unter 970 mb. Selbstverständlich läßt sich auf Grund einer solchen Darstellung nicht ersehen, ob Steilküstenbrandung, Seegang auf offenem Meer oder unmittelbare Zyklonenwirkung Ursache der Unruhe ist. Alle drei Faktoren sind eng miteinander verbunden, so daß Tagesmittel ein zu grobes und zeitlich zu wenig dichtes Material sein dürften, um die primäre Ursache der zeitlich stark variablen Bodenunruhe von deren sekundären Begleiterscheinungen trennen zu können. Da aber Luftdruckgradient und Seegang als Ursache und Wirkung nicht gleichzeitig ihren Höchstwert erreichen können, indem der Seegang doch ein Vorgang von gewisser Trägheit ist, so müßte die Untersuchung eines zeitlich dichteren Materials, etwa die Korrelierung von zwei Stunden oder gar Stundenmitteln nicht aussichtslos für die Lösung der Frage sein, wie weit Brandung oder Seegang auf offenem Meer oder Luftdruckschwankung als unmittelbare Ursache der Bodenunruhe in Frage kommen, was natürlich zur Voraussetzung hätte, daß auch über Brandung usw. entsprechend eng liegende Daten verfügbar sind.

Zum Schluß möchte ich noch Herrn Prof. Tams für die in ständigem Gedankenaustausch erhaltenen Anregungen danken, desgleichen der Deutschen Forschungsgemeinschaft, durch deren Unterstützung diese Arbeit ermöglicht worden ist.

Literatur

- ¹⁾ E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. *Zeitschr. f. Geophys.* **9**, 23 (1933).
- ²⁾ E. Tams: Einige Korrelationen zwischen seismischer Bodenunruhe in Hamburg und der Brandung in West- und Nordeuropa. II. *Zeitschr. f. Geophys.* **9**, 295 (1933).
- ³⁾ R. Schwinner: Mikroseismische Bodenunruhe und Gebirgsbau (im westlichen Europa). *Zeitschr. f. Geophys.* **9**, 332 (1933).
- ⁴⁾ K. Jung: Über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. *Zeitschr. f. Geophys.* **10**, 325 (1934).
- ⁵⁾ K. Jung: Mikroseismische Bodenunruhe und Brandung. *Forschung und Fortschritte*, 10. Jahrg., Nr. 35/36, Dez. 1934. S. 437.
- ⁶⁾ A. W. Lee: A World-wide Survey of Microseismic Disturbances Meteorological office, *Geophys. Memoirs* Nr. 62, London 1934.
- ⁷⁾ Straßbourg: *Annuaire de L'Institut de Physique du Globe; Séismologie*. 1930 und 1932.
- ⁸⁾ Richmond (Kew Observatory): *The Observatories' Year Book* 1930 u. 1932.
- ⁹⁾ H. Mendel: Die seismische Bodenunruhe in Hamburg und ihr Zusammenhang mit der Brandung. *Zeitschr. f. Geophys.* **6**, 32 (1930).
- ¹⁰⁾ B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. *Handb. d. Geophysik* IV, S. 293, Berlin 1932.
- ¹¹⁾ S. K. Banerji: Microseisms Associated with Disturbed Weather in the Indian Seas. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 1930, S. 229 u. 287.
- ¹²⁾ F. J. W. Whipple: Notes on Mr. A. W. Lee's Investigation. *Publications du Bureau Central, Union Géodésique et Géophysique Internationale, Association de Séismologie*, Ser. A, Nr. 10 (1934).
- ¹³⁾ W. C. Repetti: Preliminary Investigation of Microseisms in Manila. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **40**, 268 (1933).
- ¹⁴⁾ E. Gherzi: Le problème des microséismes à groupes. *Zeitschr. f. Geophys.* **4**, 147 (1928).
- ¹⁵⁾ E. Gherzi: Microseisms Associated with Storms. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **25**, 145 (1930).
- ¹⁶⁾ D. C. Bradford: On a Study of Microseisms recorded at Sitka, Alaska, during the Period from January 1, 1929, to December 31, 1931, inclusive. *Bull. of the Seism. Soc. of America*, Vol. 25, Nr. 4 (1935).
- ¹⁷⁾ T. Matuzawa: On the Occurrence of Pulsatory Motions in the Earth's Crust. *Journal of the Faculty of Science, University of Tokyo*, Sect. II, Vol. II, Part 5, 1927.
- ¹⁸⁾ W. Kohlbach: Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Gr. Raum. *Mitteilungen der geophys. Warte Gr. Raum der Albertus-Universität Königsberg i. Pr.*, Nr. 12, 1931.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

Über eine neue physikalische Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luft- elektrischen Vertikalstromes

Von **H. Haalek**, Potsdam — (Mit 2 Abbildungen)

Durch Betrachtung der in einer ionisierten festen Masse zwischen den Ionen und den freien Elektronen bestehenden elektrostatischen Kräfte wird zunächst festgestellt, daß in einer Masse, welche einem sehr hohen Druck ausgesetzt ist, eine gewisse Ladungstrennung eintreten muß, wenn in ihr ein Druckgradient vorhanden ist; und zwar ergibt sich ein positiver Ladungsüberschuß in den Teilen höheren, eine negative Ladung in den Zonen geringeren Drucks. Die Rotation einer solchen Masse erzeugt ein magnetisches Feld, welches — indem die sich aus der Theorie ergebenden mathematischen Beziehungen auf Erde und Sonne angewandt werden — qualitativ und quantitativ dem an diesen gemessenen Magnetfeldern entspricht. Darüber hinaus wird gezeigt, daß sich die Ursache des luftelektrischen Vertikalstromes ebenfalls auf Grund der entwickelten Theorie befriedigend erklären läßt.

Von den Versuchen, die Erscheinung des Erdmagnetismus physikalisch zu erklären, haben die Theorien die größte Wahrscheinlichkeit für sich, welche annehmen, daß die Ursache irgendwie mit der Rotation der Erde in Zusammenhang steht. Gestützt wird diese Annahme dadurch, daß das beobachtete Erdfeld im wesentlichen rotationssymmetrisch ist, und daß durch die Beobachtungen des Zeemann-Effekts an der Sonne ein qualitativ dem erdmagnetischen ähnliches sonnenmagnetisches Feld festgestellt worden ist. Die bisherigen physikalischen Erklärungsversuche*) können jedoch nicht befriedigen, da das Verhalten der Materie unter den physikalischen Bedingungen, welche der experimentellen Beobachtung zugänglich sind, keine Schlüsse erlaubt, daß durch die Rotation einer Masse ein magnetisches Feld von einer solchen Stärke erzeugt werden kann. Es bleibt daher — will man nicht zu dem Ausweg greifen, kleine, aber fundamentale Abweichungen von den elektrodynamischen Grundgesetzen anzunehmen — nur die Annahme übrig, daß in dem physikalischen Aufbau des Erd- bzw. Sonneninnern noch irgendwelche uns unbekannte Besonderheiten vorhanden sind, aus welchen sich eine solche rotationsmagnetische Wirkung ergibt. Es liegt nun nahe, diese auf den Einfluß der im Erd- bzw. Sonneninnern herrschenden abnorm hohen Drucke und Temperaturen zurückzuführen, obwohl wir irgendwelche einigermaßen sichere Anhaltspunkte, wie sich die Materie unter solchen Bedingungen verhält, bis jetzt nicht kennen. Eine solche Erklärungsmöglichkeit soll im folgenden erörtert werden.

Die Größenordnung der in Frage kommenden *Temperaturen und Drucke* ist folgende: Im Erdinnern steigt der Druck bis auf etwa 2 bis 3 Millionen Atmosphären, während die Temperatur, abgesehen von der äußeren Gesteinsrinde, zu

*) Eine Zusammenstellung der bisherigen Theorien findet sich in: Th. Schlomka, Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus. Zeitschr. f. Geophys. 9, (1933) Heft 1/2.

einigen tausend Grad Celsius (wahrscheinlich nicht mehr als 2000°) angenommen werden kann. Im Sonneninnern erreicht der Druck erheblich größere Beträge, bis über eine Milliarde Atmosphäre im Mittelpunkt; die Schätzungen der Temperatur, die an der Sonnenoberfläche zu etwa 5 bis 6000° C festgestellt worden ist, gehen für das Sonneninnere weit auseinander und belaufen sich bis auf einige Millionen Grad. Den Hauptbestandteil für den Aufbau des Erdinnern bildet das Eisen und seine Verbindungen; für die Beurteilung der stofflichen Zusammensetzung des Sonneninnern fehlt dagegen jeder Anhaltspunkt.

Für die folgenden Überlegungen werden wir die Erde und Sonne der Einfachheit halber als Kugeln vom Radius R annehmen, welche mit der Winkelgeschwindigkeit ω um sich selbst rotieren und in welchen die Dichte σ radial vom Mittelpunkt bis zur Oberfläche hin abnimmt.

1. *Grundlegende atomphysikalische Betrachtungen.* Was den molekularen Aufbau der Masse anbelangt, so können wir ausgehen von der Natur des Eisens oder allgemein der Metalle. Die Atome dieser Elemente sind leicht geneigt, ein oder mehrere Elektronen abzuspalten, und die physikalische Vorstellung von der elektrischen Leitfähigkeit geht dahin, daß freie Leitungselektronen sich entweder zwischen den Atombereichen hindurchbewegen oder von Atombereich zu Atombereich übergehen. Nach der gaskinetischen Theorie der freien Elektronen (Lorentz, Wien, Debye, Bohr u. a.) erfüllen diese den Raum zwischen den wirklichen Atomen, gehorchen den idealen Gasgesetzen und stehen in thermischem Gleichgewicht mit den Metallatomen. Auch die Auffassung von Stark, Lindemann, Haber u. a., welche annehmen, daß die Elektronen durch starke Direktionskräfte an Gleichgewichtslagen gebunden sind, die ihrerseits wieder Gitter bilden, und sich als Ganzes oder in Ketten durch die Ionengitter bewegen, gehören hierher. Nach der Auffassung von Lenard, Frenkel u. a. gehen die Elektronen, und zwar besonders die Valenzelektronen, infolge der Nähewirkung und den thermisch-kinetischen Zusammenstößen der Atome von einem zum andern über. Welche dieser Ansichten auch mehr Wahrscheinlichkeit für sich hat, auf alle Fälle können wir annehmen, daß eine gewisse Ionisation bei jeder leitfähigen Materie vorhanden ist, und daß Temperatur und Druck die wesentlichsten Ursachen der starken Ionisation in einer festen Masse sind; und zwar ist es wahrscheinlich, daß bei den abnorm hohen Temperaturen und Drucken außer den Schalen der Valenzelektronen noch weitere von den äußeren Elektronenhüllen der Atome zerstört werden*). Wir können uns also ein festes Ionengitter vorstellen, welches durch den hohen

*) Es ist anzunehmen, daß die Stärke der Ionisation nicht proportional von Druck und Temperatur ansteigt, sondern daß — ebenso wie die Materie, wenn Druck und Temperatur in dem uns bekannten Bereich bestimmte kritische Werte übersteigen, sprungweise in einen neuen Zustand übergeht, wobei sich auch die thermischen und elastischen Eigenschaften ändern (vgl. S. 120) — von einem bestimmten kritischen Punkte an durch Zerstörung der äußeren Elektronenschalen eine Ionisation hervorgerufen wird, die dann durch weiteres Ansteigen von Druck und Temperatur nicht mehr wesentlich verändert wird, bis eben wieder ein neuer kritischer Punkt erreicht wird.

Druck eng zusammengepreßt wird und in welchem die einzelnen Ionen infolge ihrer außerordentlich großen thermisch-kinetischen Energie heftige Schwingungen um ihre Gleichgewichtslagen ausführen. Innerhalb der engen Zwischenräume zwischen den Ionen mit ihrem positiven Ladungsüberschuß bewegen sich die freien Elektronen, die ebenfalls eine mittlere Gleichgewichtslage annehmen.

Da die angenommene kugelförmige Masse als elektrisch neutral vorausgesetzt wird, so muß die Gesamtsumme der freien positiven und negativen Ladungseinheiten gleich Null sein. Das gilt für die Gesamtheit der Masse. Trifft es aber auch zu für jedes beliebige, hinreichend große Volumelement, oder *besteht eine Möglichkeit, daß die Dichte der positiven Ladungseinheiten anders mit der Entfernung vom Mittelpunkt abnimmt als die Dichte der freien Elektronen?* Man ist zunächst wohl geneigt, eine solche Möglichkeit abzulehnen, denn die großen zwischen den Ionen und freien Elektronen bestehenden elektrischen Anziehungskräfte wirken einer solchen Trennung der Ladungseinheiten entgegen. Die folgende Überlegung führt jedoch zu einem anderen Ergebnis:

Die Gesamtheit der in einer ionisierten Masse zwischen den freien Elektronen und den Ionen wirkenden elektrostatischen Kräfte (von den interatomaren zwischen den umlaufenden Elektronen und den Atomkernen bestehenden Kräften können wir ebenso wie von den elektromagnetischen und den Gravitationskräften im folgenden absehen) denken wir uns in folgende drei Gruppen eingeteilt:

1. die *abstoßenden Kräfte* zwischen den einzelnen Ionen, deren Gesamtheit als die *Expansionskraft des Ionengitters* bezeichnet werden kann,
2. die *abstoßenden Kräfte* zwischen den freien Elektronen, deren Gesamtheit die *Expansionskraft des Elektronengitters* bilden,
3. die *anziehenden Kräfte* zwischen den Ionen und den freien Elektronen, welche in ihrer Gesamtheit das Ionen- und das Elektronengitter gleichmäßig miteinander verknüpfen.

Um festzustellen, wie sich diese Kräfte bei zunehmendem Druck ändern, müssen wir die Einzelkomponenten, aus denen sie sich zusammensetzen, betrachten, d. h. die Kräfte, welche zwischen den einzelnen Ionen und freien Elektronen *in der Nahezone* wirksam sind:

Die freien Elektronen ebenso wie die Atomkerne sind Punktladungen. Die Ionen können auf größere Entfernungen ebenfalls als einfache Punktladungen aufgefaßt werden; auf nahe Entfernungen kommt aber die Ladungsverteilung innerhalb des Ions, also die Tatsache, daß ein positiv geladener Kern von negativ geladenen Elektronen in verschiedenen Abständen umkreist wird, zur Geltung. Entsprechend der obigen Einteilung spielen folgende drei elektrostatischen Kräfte eine Rolle:

1. die Abstoßungskraft zwischen zwei freien Elektronen,
2. die Abstoßungskraft zwischen zwei Ionen,
3. die Anziehungskraft zwischen einem Ion und einem Elektron.

Die erstere ist, da es sich um Punktladungen handelt, ohne weiteres durch das Coulombsche Gesetz gegeben als umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes r :

$$K_1 = \frac{e^2}{r^2} \quad \dots \dots \dots (1)$$

Zwischen zwei verschieden geladenen Ionen entspricht die Anziehung ebenfalls dem Coulombschen Gesetz, wenn der Abstand hinreichend groß ist. Die Kraft, welche sie an dem Zusammenstürzen hindert, entspringt der elektrostatischen Abstoßung der die Atomkerne umkreisenden Elektronen. Sobald sich die beiderseitigen Elektronenhüllen hinreichend nahe gekommen sind, überwiegt die gegenseitige Abstoßung die Anziehung der resultierenden Ionenladungen. Diese abstoßende Kraft wird daher in der Atomphysik in erster Näherung als eine mit einer höheren Potenz der Entfernung abnehmende Zentralkraft angesetzt. Das Entsprechende gilt auch für die Kräfte, welche zwischen einem Ion und einem *freien* Elektron wirksam sind. Sind zwei Ionen positiv (m_1 - bzw. m_2 -fach) geladen, so kann man demnach für ihre gegenseitig *abstoßende Kraft* ansetzen:

$$K_2 = K'_2 + K''_2 = m_1 m_2 e^2 \left\{ \frac{1}{r^2} + \frac{C_1}{r^{n_1}} \right\} \quad \dots \dots \dots (2)$$

Entsprechend kann man für die *anziehende Kraft* zwischen einem m -fach positiv geladenen Ion und einem *freien* Elektron ansetzen:

$$K_3 = K'_3 + K''_3 = m e^2 \left\{ \frac{1}{r^2} - \frac{C_2}{r^{n_2}} \right\} \quad \dots \dots \dots (3)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 sind positiv und von der stofflichen Beschaffenheit der Materie (d. h. dem Aufbau der einzelnen Elektronenschalen) abhängig. Sie stehen ebenso wie der Abstoßungsexponent n in Beziehung zur Kompressibilität der Masse, also zu ihren elastischen Eigenschaften. In der Atomphysik hat man aus der Kompressibilität den Abstoßungsexponenten n berechnet (Born, Landé u. a.) und daraus Werte erhalten, die in der Größenordnung $n = 9$ liegen, aber für die einzelnen Elemente verschieden sind. Für die vorliegenden Betrachtungen spielt die Größe der Konstanten C_1 und C_2 und der Exponenten n_1 und n_2 keine Rolle.

Die Differentiation der Gleichungen (1) bis (3) ergibt:

$$dK_1 = -2 \frac{e^2}{r^3} \cdot dr = -2 K_1 \cdot \frac{dr}{r},$$

$$dK_2 = -2 K'_2 \cdot \frac{dr}{r} - n_1 K''_2 \cdot \frac{dr}{r},$$

$$dK_3 = -2 K'_3 \cdot \frac{dr}{r} + n_2 K''_3 \cdot \frac{dr}{r}.$$

Daraus folgt: Ist dr negativ, d. h. wird die ionisierte Masse gleichmäßig (d. h. ohne relative Lageänderung der Ionen und Elektronen zueinander) komprimiert, so

nimmt die abstoßende Kraft zwischen zwei freien Elektronen und mehr noch diejenige zwischen zwei positiv geladenen Ionen in stärkerem Maße zu als die anziehende Kraft zwischen einem positiv geladenen Ion und einem freien Elektron. Mit anderen Worten: *Mit steigendem Druck wächst die Expansionskraft des Ionen- und diejenige des Elektronengitters in stärkerem Maße als ihre gegenseitige Anziehungskraft.*

Wir überlegen uns jetzt folgendes *Gedankenexperiment*: Man denke sich ein offenes, mit Materie gefülltes Gefäß (Fig. 1), dessen Seitenwände und Boden absolut starr und dicht seien. Der Gefäßinhalt werde durch eine horizontale Platte AB in

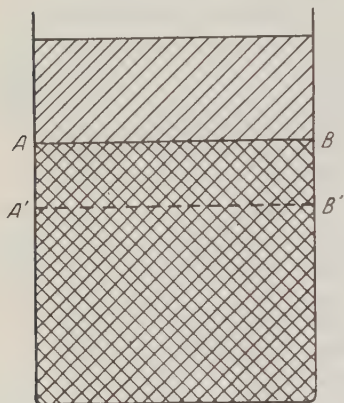


Fig. 1

Druckwirkung auf eine stark ionisierte feste Masse

zwei Teile geteilt. Diese Platte drücke mit einem sehr starken Druck auf den unterhalb dieser Platte befindlichen Teil der Masse, welcher eine sehr hohe Temperatur besitze. Über den oberhalb von AB befindlichen Teil der Masse brauchen keinerlei Voraussetzungen gemacht zu werden. Durch den hohen Druck werden die Atome der unteren Masse so stark zusammengepreßt, daß infolge der thermisch-kinetischen Atomstöße und der Nahewirkung der Atome die äußeren Elektronenschalen zerstört werden, also eine starke Ionisation eintritt. Die Druckplatte werde nun nicht als absolut dicht angenommen, sondern sie sei so engmaschig, daß sie für Ionen undurchlässig, für die freien Elektronen, welche an räumlicher Ausdehnung nur den rund 10^5 ten Teil der Ionen einnehmen, dagegen durchlässig ist.

Gegen den Druck der Platte AB wirkt die Expansionskraft der unteren Masse, die sich nach S. 114 zusammensetzt aus der Expansionskraft des Ionengitters und derjenigen des Elektronengitters. — Beide sind miteinander verkoppelt durch die zwischen den Ionen und den freien Elektronen bestehenden Anziehungskräfte, welche bestrebt sind, die freien Ladungen gleichmäßig zu verteilen, so daß in jedem Massenelement die Anzahl der freien Ladungseinheiten der Ionen gleich derjenigen der freien Elektronen ist. Nun beachte man die Wirkung dieser drei Kräfte: Die Expansionskraft des Ionengitters wirkt unmittelbar gegen die Druckplatte AB , die Expansionskraft des Elektronengitters dagegen nicht direkt, weil die Platte ja durchlässig für die freien Elektronen sein soll, wohl aber indirekt, weil sie durch die zusammenhaltende dritte Kraft, ohne welche sich die freien Elektronen durch AB hindurch in dem oberen Teil der Masse ausbreiten würden, mit dem Ionengitter gekoppelt ist, und dadurch den Gegendruck des Ionengitters gegen AB verstärkt.

Nun denken wir uns den Druck verstärkt, so daß die untere Masse komprimiert wird, die Platte AB und mit ihr die auf ihr liegende obere Masse sich also bis $A'B'$

wobei die α und β noch näher zu bestimmende Konstante bedeuten. Als vierter Fall werde für die Erde noch hinzugenommen:

Fall D: Der innere Teil der Erdkugel besitze einen gleichmäßigen Überschuß der freien positiven, die umgebende Kugelschale einen gleichmäßigen Überschuß der freien negativen Ladungseinheiten:

$$\left. \begin{aligned} d_+ - d_- &= \alpha_4 \quad \text{für } 0 < r < R_0 \\ d_+ - d_- &= \beta_4 \quad \text{für } R_0 < r < R \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4d)$$

Die Konstanten α können wir ermitteln aus der Bedingung, daß die ganze kugelförmige Masse elektrisch neutral, d. h. die Gesamtsumme der freien positiven und negativen Ladungseinheiten gleich Null sein soll. Im Fall A ist also:

$$\sum_M (d_+ - d_-) = 0 = \int_0^R 4\pi r^2 (\alpha_1 - \beta_1 r) dr,$$

daraus folgt:

$$\alpha_1 = \beta_1 \frac{3}{16} R,$$

die erste der obigen Gleichungen (4) wird damit:

$$d_+ - d_- = \beta_1 \left(\frac{3}{4} R - r \right) \dots \dots \dots (5a)$$

und analog:

$$d_+ - d_- = \beta_2 \left(\frac{3}{5} R^2 - r^2 \right) \dots \dots \dots (5b)$$

$$d_+ - d_- = \beta_3 \left(\frac{1}{2} R^3 - r^3 \right) \dots \dots \dots (5c)$$

$$\alpha_4 = \beta_4 \frac{R^3 - R_0^3}{R_0^3} \dots \dots \dots (5d)$$

Die Konstanten β stehen in Beziehung zu dem *magnetischen Moment* \mathfrak{M} der *um sich selbst rotierenden Kugel*:

Eine Elektrizitätsmenge E , welche mit der Winkelgeschwindigkeit ω im Abstand ϱ von der Rotationsachse rotiert, erzeugt das magnetische Moment:

$$E \frac{\omega \varrho^2}{2}.$$

Die Ladungsmenge eines Volumenelements

$$dv = r^2 \cos \varphi \, d\psi \, d\varphi \, dr$$

der Kugel ist:

$$e (d_+ - d_-) r^2 \cos \varphi \, d\psi \, d\varphi \, dr,$$

wo e das elektrische Elementarquantum bedeutet. Als magnetisches Moment \mathfrak{M} der rotierenden Kugel ergibt sich also im Falle A:

$$\mathfrak{M} = \frac{\omega}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} e \left[\beta_1 \left(\frac{3}{4} R - r \right) \right] r^2 \cos \varphi r^2 \cos^2 \varphi d\varphi d\psi dr.$$

Die Integration ergibt:

$$\mathfrak{M} = -\frac{\pi}{45} e \omega \beta_1 R^6 \quad (6a)$$

und analog:

$$\mathfrak{M} = -\frac{16\pi}{525} e \omega \beta_2 R^7 \quad (6b)$$

$$\mathfrak{M} = -\frac{\pi}{30} e \omega \beta_3 R^8 \quad (6c)$$

$$\mathfrak{M} = -\frac{4}{15} \pi e \omega \beta_4 R^3 (R^3 - R_0^3) \quad (6d)$$

8. *Anwendung der Theorie auf Erde und Sonne.* Der Anwendung der aufgestellten mathematischen Beziehungen auf Erde und Sonne werden folgende numerische Werte zugrunde gelegt (alle Größen in CGS-Einheiten):

Erde	Sonne
$\mathfrak{M} = -8 \cdot 10^{25}$	$\mathfrak{M} = -8.34 \cdot 10^{33}$
$\omega = \frac{2\pi}{86400} = 7.25 \cdot 10^{-5}$	$\omega = \frac{2\pi}{86400 \cdot 31.5} = 2.27 \cdot 10^{-6}$
$R = 6.37 \cdot 10^8$	$R = 6.95 \cdot 10^{10}$
$R_0 = 0.55 \cdot R$ (d. h. Grenze des Erdkerns)	
$e = 1.591 \cdot 10^{-20}$ (el. magn.).	

Zunächst können wir feststellen, daß die an der Erde und Sonne gemessenen Magnetfelder qualitativ der aufgestellten Theorie entsprechen, d. h. die Richtung des gemessenen Feldes entspricht der nach den Gleichungen (6) sich ergebenden Richtung. Die Konstanten β ergeben sich mit den obigen numerischen Werten nach den Gleichungen (6) für die vier angenommenen Fälle zu:

Erde	Sonne
a) $\beta_1 = 0.015$	$\beta_1 = 2.9 \cdot 10^{-5}$
b) $\beta_2 = 1.7 \cdot 10^{-11}$	$\beta_2 = 3.0 \cdot 10^{-16}$
c) $\beta_3 = 2.45 \cdot 10^{-20}$	$\beta_3 = 4.0 \cdot 10^{-27}$
d) $\beta_4 = 1.18 \cdot 10^6$	

Setzen wir für die Konstanten β in den Gleichungen (5) diese numerischen Werte ein, so wird also das erdmagnetische und das sonnenmagnetische Feld auch quantitativ durch den abgeleiteten Effekt vollkommen erklärt.

Als Überschuß $d_+ - d_-$ der Zahl der positiven Ladungsüberschüsse der Ionen über die Zahl der freien Elektronen pro Volumeneinheit ergibt sich nach Gleichung (5):

1. Im Mittelpunkt:

	a) Erde	b) Sonne
a) $d_+ - d_-$	$= 7.2 \cdot 10^6 (11.4 \cdot 10^{-14}) = 1.5 \cdot 10^6 (2.4 \cdot 10^{-14})$	
b)	$= 4.4 \cdot 10^6 (7.0 \cdot 10^{-14}) = 0.87 \cdot 10^6 (1.4 \cdot 10^{-14})$	
c)	$= 3.15 \cdot 10^6 (5.0 \cdot 10^{-14}) = 0.67 \cdot 10^6 (1.1 \cdot 10^{-14})$	
d)	$= 6.8 \cdot 10^6 (10.8 \cdot 10^{-14})$	

2. An der Oberfläche:

	a) Erde	b) Sonne
a) $d_+ - d_-$	$= -2.4 \cdot 10^6 (-3.8 \cdot 10^{-14}) = -0.5 \cdot 10^6 (-0.8 \cdot 10^{-14})$	
b)	$= -2.9 \cdot 10^6 (-4.6 \cdot 10^{-14}) = -0.58 \cdot 10^6 (-0.9 \cdot 10^{-14})$	
c)	$= -3.15 \cdot 10^6 (-5.0 \cdot 10^{-14}) = -0.67 \cdot 10^6 (-1.1 \cdot 10^{-14})$	
d)	$= -1.18 \cdot 10^6 (-1.8 \cdot 10^{-14})$	

Die eingeklammerten Zahlen geben die Raumladung pro Volumeneinheit in el.-magn. CGS-Einheiten an.

Betrachten wir beispielsweise zum Vergleich eine Volumeneinheit des Eisens, so ist die Zahl N der Atome in der Volumeneinheit

$$N = \frac{L\sigma}{A},$$

wo $L (= 6.06 \cdot 10^{23})$ die Loschmidtsche Zahl und $A (= 55.6)$ das Atomgewicht, $\sigma (= 7.8)$ das spezifische Gewicht des Eisens bedeuten. Daraus ergibt sich $N = 8.5 \cdot 10^{22}$. Nehmen wir an, daß die Ionisierung des Eisens im Innern der Masse nur so stark ist, daß die Valenzelektronen (normales Eisen ist dreiwertig) als freie Elektronen sich innerhalb des Ionengitters bewegen, so wäre die Zahl der freien Elektronen pro Volumeinheit $= 25 \cdot 10^{22}$; in Wirklichkeit wird die Zahl wohl noch mehrfach so groß sein (vgl. S. 113). Prozentual zur Gesamtzahl der freien Ladungseinheiten ist also die Verschiebung des Elektronengitters gegen das Ionengitter, welche durch die abnorm hohen Drucke im Innern der Erde und Sonne verursacht wird und das beobachtete Magnetfeld hervorruft, nur von sehr geringer Größenordnung (etwa $1:10^{18}$, vgl. S. 116).

Die Zahlenergebnisse lassen erkennen, daß die vier angenommenen Gesetzmäßigkeiten (vgl. S. 117) über die Dichteänderung der positiven Ladungsüberschüsse der Ionen und der Elektronen mit der Entfernung vom Kugelmittelpunkt nicht zu wesentlich verschiedenen Resultaten führen, so daß es also auf diese Annahme bei der Theorie nicht sehr ankommt. Die neutrale Zone, d. h. die Zone, in welcher die Zahl der freien positiven Ladungseinheiten gleich derjenigen der freien Elektronen ist, liegt für die vier angenommenen Gesetzmäßigkeiten nach den

Gleichungen (5) zwischen 0.55 und 0.75 R . Der Erdkern würde also positiv, der Gesteinsmantel negativ geladen sein, die neutrale Zone im Bereich der Zwischenschicht liegen. Ein ursächlicher Zusammenhang mit dem Aufbau des Erdinnern ist wahrscheinlich: An der Grenze des Erdkerns ($R_0 = 0.55 R$) ändern sich die elastischen Eigenschaften sehr plötzlich, indem die Geschwindigkeit der longitudinalen Erdbebenwellen plötzlich von 13 auf 8.5 km/sec abnimmt und der Durchgang von Transversalwellen durch den Erdkern bis jetzt nicht festgestellt werden können. *Es ist daher anzunehmen, daß in dieser Tiefe Druck und Temperatur einen kritischen Wert (also etwa bei 2000° C Temperatur und rund 1.5 Millionen Atm. Druck) überschreiten (vgl. S. 113), welcher im Zusammenhang mit der sprunghaften Änderung der elastischen Eigenschaften die starke Ionisation der Materie und die Trennung der Ladungen verursacht.*

Es liegt nahe, eine ähnliche Vermutung auch für die Sonne auszusprechen: zahlenmäßige Rechnungen würden jedoch wegen der anderen Verhältnisse (außerordentlich höhere Temperaturen und Drucke und wohl auch andere stoffliche Zusammensetzung) zu unsicher werden. Hinzuweisen wäre nur auf folgende Beziehung: Nach S. 120 ist die Ladung pro Volumeinheit für die Erde nahezu fünfmal so groß als bei der Sonne, auf die Masseneinheit bezogen dagegen (mittlere Dichte gerechnet) nur etwa 0.8mal so groß*), d. h. also, daß die *Stärke der Ionisation bzw. der Ladungstrennung infolge der Wirkung des abnorm hohen Drucks sich für Erde und Sonne als ziemlich gleich ergibt*. Nach dem, was wir von dem Verhalten der Materie unter den der experimentellen Forschung zugänglichen Bedingungen wissen, ist dieses Ergebnis nicht überraschend.

4. *Beziehung zu luftelektrischen Erscheinungen.* Eine wichtige und interessante Frage ist, ob die im vorhergehenden entwickelte *physikalische Theorie des Erdmagnetismus* in einer Beziehung steht zu der wichtigsten Aufgabe der luftelektrischen Forschung, nämlich der *Frage nach der Aufrechterhaltung des elektrischen Erdfeldes*.

Das *luftelektrische Grundproblem* ist kurz folgendes: Der elektrisch leitende feste Körper ist umgeben von einer schlecht leitenden Lufthülle, welche in größerer Höhe in eine äußere atmosphärische Hülle, bestehend aus sehr gut leitenden, verdünnten Gasen übergeht. Aus den an der Erdoberfläche ausgeführten luftelektrischen Messungen geht hervor, daß — analog wie bei einem Kugelkondensator — die äußere leitende Hülle ein positives, der feste Erdkörper ein negatives elektrisches Feld besitzt, woraus sich ein vertikaler nach abwärts gerichteter Leitungsstrom in der nur wenig leitenden Luft ergibt, welcher der Erde fortdauernd positive Ladung zuführt. Die Stärke des Gesamtstromes, welcher der Erde zufließt,

*) Ausgehend von der Hypothese, daß der Erd- und Sonnenmagnetismus durch eine Ladungstrennung in Form einer positiven Raumladung und einer gleich großen negativen Oberflächenladung verursacht wird, kommt Angenheister (Göttinger Nachrichten 1924, S. 229ff.) zu der Feststellung, daß die Raumladungen der Masseneinheit für die Sonne und Erde einander gleich sein müßten, ein Ergebnis, welches dem obigen Resultat ähnlich ist.

beträgt rund 1400 Amp. Die noch ungelöste Frage ist nun: *Welches ist die Ursache, daß dieser stationäre Zustand aufrechterhalten wird?*

Der abgeleiteten Theorie der Ladungstrennung im Erdkörper entspricht folgendes Schema der Verteilung der elektrischen Ladungen (Fig. 2): Die Kugel *A* bedeutet den positiv geladenen Erdkern, der umgeben wird von der negativ geladenen Kugelschale *B*. Diese ist wiederum von einer Kugelschale *C* von geringer Mächtigkeit umgeben, welche aus der schlecht leitenden Luft besteht. Außerhalb von *C* befindet sich die aus sehr gut leitenden, verdünnten Gasen bestehende Hülle *D*. Die Grenzflächen zwischen den Kugelschalen *B* und *C*, d. i. die Erdoberfläche, ist der Ort der luftelektrischen Messungen. Ob der Übergang zwischen

den einzelnen Zonen plötzlich oder allmählich ist und wie mächtig die einzelnen Schalen sind, ist für die vorliegende Frage belanglos.

Die Materie des Erdkerns *A* wird infolge des großen Drucks und der hohen Temperatur stark ionisiert, und ein Teil der freien Elektronen geht infolge der Druckwirkung über in den äußeren Teil *B* der Erdmasse, der weniger stark ionisiert und einem geringen Druck ausgesetzt ist. Die Ausbreitung der freien Elektronen in der Zone *B* hält naturgemäß nicht an der Erdoberfläche an, sondern setzt sich infolge der gegenseitigen Abstoßung der negativen Ladungseinheiten durch die schlecht leitende Luftschicht *C* fort bis

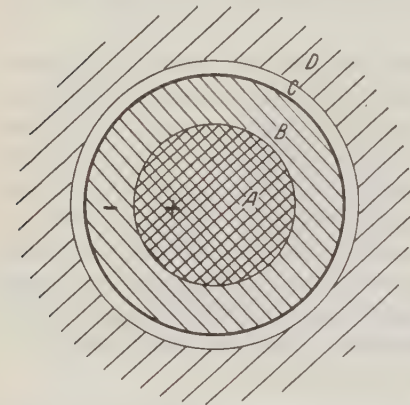


Fig. 2. Schema der Ladungsverteilung im Erdkörper

in die äußere Hülle *D* von guter Leitfähigkeit. Die unmittelbare Folge ist eine vertikale Potentialabnahme in der Lufthülle, wobei die Erdoberfläche als negativ, die höheren Schichten der Atmosphäre als positiv geladen erscheinen. Die Elektronen, welche die schlecht leitende Luftschicht *C* durchdringen und sich in der äußeren gut leitenden Hülle *D* ausbreiten, werden naturgemäß weiter in den Weltraum abgeleitet. Um den elektrischen Gleichgewichtszustand aufrechtzuerhalten, muß infolgedessen ein Nachströmen freier Elektronen vom Erdkern *A* durch Mantel *B* und Lufthülle *C* in die leitende Hülle *D* erfolgen, was einem stationären Transport negativer Elektrizität von unten nach oben entspricht.

Gegen diese sich aus der entwickelten physikalischen Theorie des Erdmagnetismus ergebende Erklärung der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung erheben sich sofort zwei Einwände: 1. Wie steht quantitativ die luftelektrisch gemessene Stärke des Vertikalstromes mit den erdmagnetisch sich aus der Theorie ergebenden Ladungsmengen in Einklang? 2. Wie ist die Dauer des stationären Zustandes zu erklären, da ein solcher Prozeß doch nicht ununterbrochen sich fortsetzen kann?

Nach S. 121 ist die Zahl N_1 der im ionisierten Erdkern A vorhandenen freien Elektronen von der Größenordnung:

$$N_1 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \cdot 10^{24} = 1.8 \cdot 10^{50}.$$

Von diesen breitet sich nach S. 120, Gleichung (6d), ein kleiner Teil:

$$N_2 = \frac{4}{3} \pi (R^3 - R_0^3) \beta_4 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \alpha_4 = 10^{33},$$

infolge der Druckwirkung in den den Erdkern umgebenden Schichten aus.

Durch den luftelektrischen Vertikalstrom werden $1400 \text{ Amp.} = \frac{1400}{10 \cdot 1.591 \cdot 10^{-20}} = 8.8 \cdot 10^{21}$ Elektronen in der Sekunde durch die Lufthülle C in die leitfähige äußere atmosphärische Hülle D bzw. den Weltraum abgeleitet.

In einem Zeitraum von einer Million Jahren würde also, wenn der beobachtete luftelektrische Vertikalstrom während dieser Zeit ununterbrochen fließen und die abfließende negative Elektrizität von dem Erdkern nachströmen würde, diesem

$$N_3 = 10^6 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \cdot 8.8 \cdot 10^{21} = 2.8 \cdot 10^{35}$$

Elektronen entzogen. Der Gehalt des Erdkerns an freien Elektronen würde sich in einem solchen Zeitraum also nur um den winzigen prozentualen Betrag von rund $N_3 : N_1 = 1 : 10^{15}$ vermindern.

Das zahlenmäßige Ergebnis dieser Überslagsrechnung läßt also erkennen, daß *die luftelektrisch gemessene Stärke des stationären Vertikalstromes quantitativ vollkommen durch die abgeleitete Theorie erklärt werden kann* und eine merkbare Änderung in der Verteilung der Ladungsmengen im gesamten Erdkörper auch in erdgeschichtlich großen Zeiträumen nicht verursachen kann. Betrachten wir unbegrenzte Zeiträume der Entwicklung der Erde, so muß freilich gefolgert werden, daß *der luftelektrische Vertikalstrom mit der Zeit kleiner und kleiner werden und schließlich ganz aufhören muß.*

Betrachten wir zusammenfassend das Ergebnis der Erörterung der entwickelten Theorie, so ist festzustellen, daß sie physikalisch durch folgende Tatsachen gestützt wird:

1. Sie wird aus der Atomphysik abgeleitet.
2. Sie erklärt das Vorhandensein des Erd- und Sonnenmagnetismus.
3. Sie gibt darüber hinaus eine befriedigende Erklärung für die Ursache des luftelektrischen Vertikalstromes.

Die Ozonfrage

Von Kurt Wegener, Graz

Einfacher als die Chapmansche Vermutung der Entstehung von Ozon in der Stratosphäre aus Sauerstoff ist die Hypothese, daß Ozon aus dem atomaren Sauerstoff gebildet wird, der bei der Zerlegung von Wasserdampf entsteht.

Auf Ozon (O_3) in der Stratosphäre wird aus dem Umstand geschlossen, daß kurzwellige Strahlung, die im Experiment durch Ozon absorbiert wird, im Strahlungsspektrum der Sonne fehlt. Man setzt hierbei nur voraus, daß die Sonne Strahlen der vermißten Wellenlänge aussendet, und daß diese Strahlen weder in der Sonnenatmosphäre, noch im interplanetaren Raum absorbiert worden sind. Das Vorhandensein von Ozon in der Stratosphäre ist hiermit wahrscheinlich. Die Bestimmung der Höhen, in denen das Ozon auftritt, ist naturgemäß unsicher. Die Höhenlage des Ozonmaximums wird zu etwa 35 km angenommen, was aber einstweilen kaum mehr als eine Schätzung ist. Die Ozonmenge wird, entsprechend der Schlußfolgerung auf das Vorhandensein des Ozons, bestimmt durch die Dicke einer reinen Ozonschicht, die bei 760 mm Hg und 0° die gleiche Wirkung ausübt, und ist zu 3 bis 4 mm gefunden worden. Da die homogene Atmosphäre (Atmosphäre konstanter Dichte) $8 \cdot 10^6$ mm ausmacht, ist also der Anteil an Ozon sehr klein. Setzen wir den Druckanteil des Ozons p bei einem Molekulargewicht des Ozons von 48, der Luft von 29 an:

$$\frac{29}{48} \cdot \frac{p}{760} = \frac{3}{8 \cdot 10^6},$$

so wird der Partialdruck $p \sim 0.0006$ mm Hg, während in 40 km Höhe der Gesamtdruck der Luft noch 2 mm Hg beträgt.

Ozon zerfällt rasch. Wir können also feststellen, daß das Ozon *auf die Tagseite der Erde beschränkt ist und auf der Nachtseite in der Stratosphäre fehlt*. Die einzige Bedingung für diese Feststellung ist die, daß Ozon überhaupt durch die Sonnenstrahlung auf die Stratosphäre erzeugt wird. Die aus den Messungen abgeleitete Menge entspricht einem Sättigungszustand, in dem in der Zeiteinheit ebensoviel Ozon durch die Sonnenstrahlung erzeugt wird, wie sich wieder auflöst. Vom Standpunkt der Meteorologie ist das Ozon also eine Begleiterscheinung der Tages- und Jahresperiode.

Ganz unsicher ist dagegen noch die Frage der Entstehung des Ozons. Chapman*) versuchte in mühevollen Rechnungen eine Entstehung aus Sauerstoff (O_2) abzuleiten; 3 Moleküle O_2 würden 2 Moleküle O_3 ergeben. Der chemische Vorgang ist hierbei sehr kompliziert. Dazu kommt, daß für diesen Vorgang jedenfalls

*) Quart. Journ. Roy. Soc., April 1934.

Sauerstoffmengen in der Stratosphäre angenommen werden müßten, die sehr groß wären im Vergleich zu den Ozonmengen. Bei der Annahme größerer Mengen Sauerstoff aber, die in der Stratosphäre dauernd da wären und nicht nur vorübergehend erzeugt und verbraucht würden, geraten wir in Widerspruch zum Daltonschen Gesetz, das die Grundlage der Atomphysik bildet, und dem kein Experiment bisher hat widersprechen können. Es ist offenbar nicht zulässig, andere als bekannte physikalische Gesetze für die Deutung der Vorgänge in der Stratosphäre zugrunde zu legen.

Andererseits ist Wasserdampf (H_2O) in Übereinstimmung mit dem Daltonschen Gesetz, in Übereinstimmung auch mit der Erfahrung noch in 80 km in beträchtlichen Mengen vorhanden. Das Molekulargewicht 18 gegen 29 der Luft führt in der Höhe zu einem Überwiegen des Wasserdampfes nach dem Daltonschen Gesetz. Die Erfahrung zeigt uns, daß bei großen Vulkanausbrüchen sich Wasser- oder Eisdampfwolken bis über 80 km Höhe erheben; und man hat jahrelang nach großen Vulkanausbrüchen Wolken in diesen Höhen beobachtet. Wasserdampf ist also bestimmt in der Stratosphäre in beträchtlichen Mengen vorhanden. Vom Wasserdampf wissen wir nun aber, daß er durch kurzwellige Strahlung in Wasserstoff und atomaren Sauerstoff zerlegt wird. Daß atomarer Sauerstoff in der Stratosphäre vorhanden ist, wird durch den Umstand wahrscheinlich gemacht, daß die Hauptspektrallinie des Polarlichtes mit der Linie des atomaren Sauerstoffs zusammenfällt. Der chemische Prozeß der Zerlegung von H_2O ist ferner ein sehr einfacher. Es ist also einfacher anzunehmen, daß die Ozonbildung aus atomarem Sauerstoff bzw. aus zerlegtem Wasserdampf erfolgt. Die Schwierigkeit bei dieser einfacheren Lösung liegt darin, daß sich das Spektrum des Wasserstoffs, der dann auch frei vorhanden sein müßte, bisher bei Polarlichtern nicht hat nachweisen lassen. Wir müßten also die Hypothese einführen, daß in der freien Atmosphäre der Wasserstoff, der sich in engen Röhren auch in kleinen Beimengungen leicht nachweisen läßt, nicht zur Aussendung von Eigenschwingungen angeregt wird, vielleicht infolge seiner freieren Beweglichkeit.

Immerhin läßt diese zweite Lösung nur die Frage offen, weshalb wir den Wasserstoff spektroskopisch nicht wahrnehmen. Die erste Lösung muß nicht nur gegen das Daltonsche Gesetz verstoßen, sondern auch den Wasserdampf in der Stratosphäre leugnen. Als gelöst können wir die Frage der Entstehung des Ozons in der Stratosphäre also nicht ansehen.

Referate und Mitteilungen

Theodor Stocks und Georg Wüst: *Die Tiefenverhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans.* Begleitworte zur Übersichtskarte 1:20 Millionen. Sonderdruck aus Wissensch. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Bd. III, erster Teil. 32 S. mit 11 Abbildungen im Text, 3 Abbildungen auf 2 Tafeln und einer mehrfarbigen Beilage. Berlin und Leipzig, Verlag von Walter de Gruyter & Co., 1935. Preis RM 6.—.

Die Tiefenverhältnisse des Atlantischen Ozeans sind im Laufe der letzten Jahrzehnte mehrfach dargestellt worden. Wir besitzen aus dem Jahre 1912 die flächentreuen Grollschen Karten im Maßstabe 1:40 Millionen, dann die Monaco-Tiefenkarte im Maßstabe 1:10 Millionen in Mercatorprojektion, deren erste Auflage 1905 und deren zweite Auflage 1912 bis 1930 erschien, die dritte Auflage hat jetzt zu erscheinen begonnen; endlich ist noch auf die gleichfalls flächentreuen Übersichtskarten zu verweisen, welche G. Schott seiner „Geographie des Atlantischen Ozeans“ im Maßstabe 1:30 Millionen 1911 und 1926 beigegeben hat. Alle diese Karten sind heute als veraltet anzusehen, weil von 1922 ab durch die Einführung des Echolotverfahrens von zahlreichen Handels- und Kriegsschiffen, außerdem auch von Forschungsschiffen ein großes Material neu beigebracht worden ist, welches unsere Kenntnis von der Tiefengestaltung des Atlantischen Ozeans in Einzelheiten erheblich umgestaltete. Es war deshalb eine als notwendig zu bezeichnende Aufgabe, das nun vorliegende Material einer neuen kritischen Bearbeitung zu unterziehen und unsere jetzige Kenntnis von der Morphologie des atlantischen Meeresbodens erneut kartographisch darzustellen; deren Behandlung ergab sich von selbst bei der Bearbeitung der ozeanographischen Beobachtungen der „Meteor“-Expedition als für diese notwendige Grundlage. Das Ergebnis liegt nun vor in einer Karte im Maßstabe 1:20 Millionen in Lamberts flächentreuer Azimutalprojektion (Hauptpunkt im Äquator auf 30° W). Sie umfaßt den offenen Atlantischen Ozean vom Island-Fär Öer-Rücken im Norden bis zum Rande des antarktischen Kontinents im Süden, also unter Ausschluß der Nebenmeere. Die Isobathen sind bis zu den größten Tiefen im gleichen Abstand von 500 m gezeichnet unter Ausscheidung des Schelfes mit Hilfe der 200 m-Linie. Damit geht die Karte erheblich über die älteren Tiefenkarten hinaus, die Isobathen nur im Abstände von 1000 m bzw. 500 Faden besitzen. Tiefenzahlen sind sehr berechtigter Weise nur dort angegeben, wo sie charakteristisch sind, also an den tiefsten Stellen der Tiefseebecken und der Gräben sowie an den höchsten Punkten der Kuppen, Schwellen und Rücken. Das Kolorit der Tiefenstufen ist so gewählt, daß sich die morphologischen Einheiten, wie Schelf, Kontinentalabhang, große Schwellen und Rücken, der Tiefseeboden und die Tiefseerinnen gut abheben; die Farben ändern sich von den geringen nach den großen Tiefen von Gelb über Grün und Blau bis Rot in verschiedenen Schattierungen. So ist ein auf den ersten Blick sehr anschauliches und einprägsames Bild entstanden, und da sich die Farben von 500 zu 500 m ändern, tritt auch die Gliederung der Schwellen selbst und des Tiefseebodens gut hervor.

Für die Zeichnung der Isobathen bot die ungleichmäßige Verteilung der vorhandenen Tiefenzahlen eine große Schwierigkeit. Zwar sind auf den Echolotprofilen sehr viele neue Tiefenzahlen gewonnen worden — allein die „Meteor“-Expedition erbrachte 30000 neue Tiefenangaben —, doch liegen die Echolotprofile selbst naturgemäß noch weit voneinander entfernt. Noch heute sind etwa 54% aller Eingradfelder

des offenen Atlantischen Ozeans ohne eine einzige Lotung; da dies 1911 aber noch bei rund 77% der Fall war, ist im Laufe von 24 Jahren eine Verminderung um 24% erzielt worden. Damit trotzdem ein möglichst gleichmäßiges Bild entstand, wurden die auf den Echolotprofilen erkennbaren feineren Details unterdrückt, in den dazwischen liegenden lotungsarmen Gebieten jedoch alle Einzelheiten gebracht, die aus den Lotungszahlen zu erkennen waren. Weiterhin wurden in den Gebieten mit unsicherem Isobathenverlauf weitgehend ozeanographische Gesichtspunkte für die Beurteilung der Tiefenverhältnisse herangezogen. Besonders durch die Berücksichtigung der potentiellen Temperaturen gelang es, die Satteltiefen der Rücken angenähert zu ermitteln und damit die Frage zu entscheiden, durch welche Isobathe eine nur durch vereinzelte Lotpunkte angedeutete Bodenaufwölbung einzuschließen ist. In manchen Fällen blieb nichts anderes übrig, als die Isobathe zu unterbrechen bei gleichzeitigem Fortführen des Kolorits und dadurch oder durch Fragezeichen das Hypothetische der Darstellung anzudeuten. Mit Recht betonen die Verfasser, daß die „Darstellung bei aller angewandten Vorsicht in vieler Beziehung noch hypothetisch ist und daß sie, abgesehen von den Großformen, das wahre Relief des Tiefseebodens nur andeuten kann. Um ein der Wirklichkeit nahe kommendes Bild zu gewinnen, ist es erforderlich, die von „Meteor“ begonnene systematische Auslotung der Ozeane durch zonal verlaufende Querprofile fortzuführen und die Profildichte wesentlich zu erhöhen.“

Von allgemeinerer Bedeutung ist die Erkenntnis, daß der Kontinentalabfall steiler zu sein scheint, als man bisher annahm. Weiter hat sich herausgestellt, daß die z. B. vom Kontinentalabhang vor der Mündung des Adour und des Kongo bekannte Erscheinung der Einkerbung des Abhanges auch noch an anderen Orten auftritt, so an der amerikanischen Ostküste, vor der portugiesischen und an der Oberguinea-Küste. Der den Atlantischen Ozean durchziehende Atlantische Rücken besitzt unter dem Äquator eine Einsattelung von etwa 4500 bis 4800 m Tiefe, die Romanche-Rinne, welche für die Ausbildung der hydrographischen Verhältnisse östlich des Rückens sehr bedeutungsvoll ist. Die Zahl der vom mittelatlantischen Rücken nach den Kontinenten im Westen und Osten hinüberreichenden Schwellen hat zugenommen, allerdings ist die Existenz mancher von ihnen nur aus der Analyse der Bodentemperaturen erschlossen und noch als hypothetisch anzusehen. Das Relief der Tiefenbecken hat sich als unruhiger herausgestellt, als sich bislang annehmen ließ, und die Größe der Flächen mit den großen Tiefen von über 6000 m ist erheblich eingeschränkt. Die größten Tiefen treten in den beiden Tiefseerinnen des Atlantischen Ozeans auf, und zwar in der Porto-Rico-Rinne mit 8525 m und in der Süd-Sandwich-Rinne mit 8264 m.

In Vorbereitung befindet sich eine Quellenkarte in flächentreuer Projektion im Maßstabe 1 : 5 Millionen, in welcher das gesamte Lotmaterial des offenen Atlantischen Ozeans veröffentlicht werden soll; auf dieser wird die Isobathenkonstruktion auf gut ausgelotete Regionen beschränkt. Damit wird eine Grundlage von bleibendem Werte geschaffen werden, welche den tatsächlichen Stand der Kenntnis genau erkennen läßt.

Bruno Schulz.

Vorankündigung

Die zwölfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft wird in Berlin in den Tagen vom 8. bis 10. Oktober 1936 stattfinden.

Anträge für die Tagesordnung sind satzungsgemäß bis zum 1. Juli 1936 bei mir einzureichen. Vortragsanmeldungen bitte ich mir bis zum 1. August 1936 zugehen zu lassen, damit ich rechtzeitig die Zeiteinteilung vornehmen kann.

Meine Anschrift ist jetzt: Neubabelsberg, Bernhard-Beyerstraße 6.

Der Vorsitzende der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
Kohlschütter.

Die Verlags-Buchhandlung Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig beging am 1. April die Feier ihres hundertundfünfzigjährigen Bestehens. Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft spricht dem Verlage zu diesem Ehrentage ihre herzlichsten Glückwünsche aus. Sie verbindet damit den Dank, den sie dem Verleger der von ihr herausgegebenen Zeitschrift für Geophysik schuldet für das Interesse, mit dem er stets das Aufblühen und die Ausgestaltung der Zeitschrift gefördert hat. Sie hofft und wünscht, daß das gute Verhältnis zwischen Gesellschaft und Verlag auch in Zukunft weiter bestehen bleibt.

Der Vorsitzende
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
Kohlschütter.

Der Oberbefehlshaber der Kriegsmarine gibt wie im Vorjahre den Teil „Zeitsignale“ des soeben erschienenen „Nautischen Funkdienstes 1936“ (in Vertrieb bei E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, Kochstraße 68-71) als Sonderdruck zum Preise von RM 1.— heraus. Das 45 Seiten umfassende Heft bringt zunächst 1. Einheitszeit auf See durch Anwendung von Zeitzonen, 2. Liste der Länder, die eine Einheitszeit eingeführt haben, 3. die gebräuchlichsten Arten der Zeitsignale und zwei Tafeln zur Reduktion der Koinzidenzsignale auf mittlere Zeit und auf Sternzeit. Dann folgt unter Berücksichtigung aller inzwischen eingetretenen Änderungen die Beschreibung von 88 Zeitsignalen der ganzen Welt. Die Zusammenstellung der Zeitsignale nach MGZ., die beim Aufsuchen besonders von Kurzwellensignalen von Nutzen sein kann, ist beibehalten worden. Das Heft ist ferner mit einem Verzeichnis aller darin aufgeführten Sendestationen versehen.

In dieser alljährlich neu erscheinenden amtlichen Zusammenstellung wird dem Bedürfnis der an Zeitsignalen besonders interessierten Kreise Rechnung getragen.

Versuche zur Registrierung der Helligkeit mittels photographischer Methode für unbemannte Aufstiege

Von Justus Petri — (Mit 14 Abbildungen)

Die Arbeit stellt einen Versuch zur Registrierung der vertikalen und gesamten Helligkeit mittels einer photographischen Methode bei unbemannten Aufstiegen dar. Konstruktiv ist für ein Gerät zur Helligkeitsregistrierung natürlich ein einfacher Aufbau erwünscht. Es muß unempfindlich sein gegen Erschütterung und Pendelbewegung. Außerdem soll es, wenn irgend möglich, ein niedriges Gewicht haben. Registriergeräte, die mit einem Galvanometer, gleich welcher Art, arbeiten, können diesen Anforderungen kaum genügen. Robitzsch plante daher, den Vorgang der Schwärzung des photographischen Films durch Licht für Helligkeitsmessungen bei Registrieraufstiegen zu verwerten. Bei der Registrierung sollte der Film mit Hilfe eines Spezialuhrwerks transportiert werden. Seine verschiedenen Schwärzungsgrade sollten nach der Entwicklung mit Hilfe einer Photozelle ausgemessen werden. Die Registrierungen in dieser Arbeit beschränken sich auf einen Spektralbereich von 490 bis 540 $\mu\mu$. Für diesen Bereich wurde bei dem Registrierfilm eine gleichmäßige Empfindlichkeit angenommen. Die Begrenzung des Spektralbereichs geschah durch ein einwandfreies Grünfilter. Registriert wurde mit orthochromatischem Zeiss-Kinefilm.

Assmanns Registrierungen. In Lindenberg hatte schon Assmann versucht, die Helligkeitsänderung bei veränderter Höhe registrierend zu erfassen¹⁾. Auf der Trommel eines Marvin-Meteorographen wurde photographisches Papier unter einer Spaltöffnung hinter Gelbfiltern bei Drachenaufstiegen belichtet. Die Messungen wurden photometrisch nicht weiter verwertet. Aus den Schwärzungen des Papiers wurde auch wohl nur auf die Höhe und Ausdehnung von Wolken-schichten geschlossen. Dieser Gedanke, photographische Schwärzungen für Helligkeitsmessungen bei Registrieraufstiegen zu benutzen, wurde in wesentlich veränderter Form von Robitzsch wieder aufgenommen.

Vorversuche. *Bodenregistriergerät von Robitzsch.* Zwecks Prüfung der Brauchbarkeit einer photographischen Methode zur Helligkeitsmessung wurde von Robitzsch ein Bodenregistriergerät gebaut (Fig. 1). Dieses Gerät setzt sich aus drei Hauptbestandteilen zusammen: 1. einem in dreifacher Ausführung vorhandenen optischen Teil, bestehend aus Milchglas, Filterglas und Blenden, dem

Film und Spalt, der nur die Belichtung eines schmalen Streifens zuläßt; 2. einer licht- und luftdichten Umhüllung des Gerätes und 3. einem Spezialuhrwerk mit der Registriertrommel. — Die drei zylinderförmigen Objektive enthalten als oberen Abschluß je eine Milchglasscheibe zum Auffangen der Strahlung. Darunter liegen, leicht auswechselbar, Filter und Blenden. Bei dieser Anordnung hat man die Möglichkeit, die gleichzeitige Registrierung in drei Spektralbereichen beliebig zu variieren. Die Durchlässigkeit des Milchglases beträgt etwa 4 %. Die spektrale Durchlässigkeit des verwandten Grünfilters liegt zwischen 490 und 540 $\mu\mu$. Die bei den Registrierungen dieses Gerätes verwandte Blende hat einen Durchmesser von $\frac{3}{10}$ mm. Die Umhüllung des Gerätes besteht aus einem Messing-

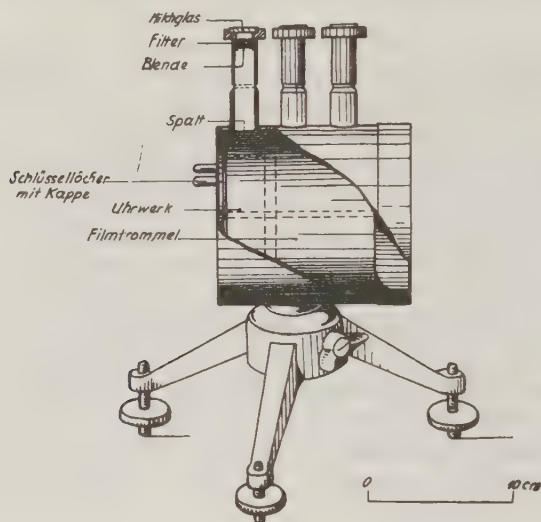


Fig. 1
Apparat von Robitzsch zur Registrierung der Helligkeit
mittels photographischer Schwärzung

gehäuse, das mit einem aufgesteckten Deckel verschlossen wird. Auf dem Gehäuse befinden sich oben drei Zylinder von 2 cm Durchmesser, in die die Optik hineingeschoben wird. Vollkommen neuartig an dem Registriergerät ist das Uhrwerk. Für quantitative Strahlungsmessungen dieser Art kann ein normales Uhrwerk nicht verwandt werden, da seine Achsdrehung, und somit die Drehung der Registriertrommel, nicht gleichmäßig genug vonstatten geht. Belichtet man photographisches Papier, das von einem normalen Registrieruhrwerk hinter einer Spaltöffnung transportiert wird, mit konstanter Beleuchtungsstärke, so sieht man nach der Entwicklung deutlich stärkere und schwächere Streifen. Nach Angaben von Robitzsch wurde bei Rampmeier das Spezialuhrwerk für Messungen am Boden gebaut. Das Werk besteht aus zwei selbständigen Teilen mit je einer Feder.

Das Hauptfederwerk hebt nach je 6 Minuten eine Sperrklinke, die dem angebauten Transportwerk den Weg zum Weitertransport der Registriertrommel freigibt. Die Trommel hat einen Durchmesser von 11 cm. Ruckartig wird sie alle 6 Minuten um etwa 1.2 mm weitergedreht. 6 Minuten lang wird unter einem Spalt von $\frac{6}{10}$ mm Breite der Film belichtet. Diese Streifen wechseln ab mit unbelichteten Zwischenstreifen, die eine Kontrolle des Films auf Verschleierung gestatten.

Milchglas als Auffangfläche der Strahlung. Zunächst wurde zur Registrierung der Gesamthelligkeit das Licht aufzufangen mittels einer diffus geschliffenen Milchglasscheibe. Bei ebenen Flächen ändert sich die Beleuchtungsstärke proportional dem Kosinus des Einfallswinkels. Diese Beziehung gilt jedoch nur bedingt; bei großen Einfallswinkeln treten erhebliche Abweichungen auf. Diese Abweichungen sind bei diffus geschliffenen Gläsern etwas geringer als bei normal polierten Gläsern. Schon kurze Zeit nach der Aufstellung des Registrierapparates wurde, verursacht durch Eindringen von feinem Schmutz und Staub in die Unebenheiten des diffus geschliffenen Milchglases, eine erhöhte Absorption festgestellt. Die geringe Verbesserung in Richtung einer kosinusgetreuen Registrierung war somit vollkommen hinfällig. Eine diffus geschliffene Milchglasscheibe müßte täglich gereinigt werden; trotzdem würde sich wohl allerfeinster Staub allmählich so tief festsetzen, daß seine Entfernung mit mechanischen und chemischen Mitteln das Glas angreifen würden. Durch den Verschmutzungs- und Reinigungsprozeß würden Alterungserscheinungen in den absorbierenden Eigenschaften des Glases auftreten. Verwendet man diffus geschliffenes Milchglas bei irgendwelchen Strahlungsmessungen mit Photozellen, und will man aus irgendwelchen Spannungsänderungen Rückschlüsse auf Alterungserscheinungen der Zelle machen, so muß man die Änderung des Absorptionskoeffizienten der Filter natürlich berücksichtigen. Um Alterungserscheinungen des Filterglases auszuschalten, wurde das diffus geschliffene Milchglas im Registrierapparat durch solches mit normal glatter Oberfläche ersetzt.

Vergleichsregistrierung mit einer Photozelle. Gleichzeitig mit der Filmregistrierung der Helligkeit wurde mit einer Selen-Sperrschicht-Photozelle der Süddeutschen Apparate-Fabrik registriert. Bei der Zellenregistrierung wurde Milch- und Filterglas aus dem gleichen Stück wie bei dem Filmregistriergerät verwandt. Für den Durchlässigkeitsbereich des Grünfilters wurde eine gleichmäßige Empfindlichkeit zwischen Zelle und Film angenommen. Mit einem Absolutinstrument sind die registrierten Helligkeiten nicht verglichen. Ebenfalls nicht untersucht wurde bei der Photozelle der Alterungsvorgang und der durch Polarisierung des Photostromes hervorgerufene Spannungsabfall. Die Photozelle war in Lindenberg mit Unterbrechung ungefähr 1 Jahr lang im Freien montiert. Während dieser Zeit wurde einmal ein 100%iger Spannungsabfall festgestellt, der auf Kurzschluß zurückzuführen war. In die Zelle war Feuchtigkeit eingedrungen und hatte ein Anrosten der eisernen Grundplatte verursacht. Da das Oxyd ein größeres Volumen einnahm als das Eisen, konnte es die dünne Schicht des Halbleiters am

Rande der Zelle überbrücken. Nach Entfernung des Oxyds konnte die Zelle wieder verwandt werden.

Die Photometrierung der Registrierfilme. Die Photometrierung der Filme geschah automatisch in einem primitiven Photometer eigener Konstruktion. Als Lichtquelle diente eine Soffittenlampe von 6 bis 8 Volt mit einem Stromverbrauch von 0.5 Ampere. Der Glühfaden hatte eine Länge von 2.5 cm und reichte somit fast über die ganze photometrierbare Breite des Films. Die Lampe war seitlich verschiebbar angebracht. Den Strom für die Photometerlampe lieferten drei parallel geschaltete Akkumulatorenbatterien älteren Datums. Von einem Uhrwerk wurde der Film in einer Gleitbahn mit einer Geschwindigkeit von 15 cm in der Stunde unmittelbar an einem Spalt von 0.2 mm Breite vorübergeführt. Ein zweiter Spalt, der zum ersten senkrecht stand und über die auszuphotometrierende Breite des Films verschiebbar war, ließ von dem Film jeweils nur ein schmales Stück von 1.6 mm Breite frei. Das Licht der Photometerlampe fiel durch die Öffnung der gekreuzten Spalte auf eine Selenzelle, an die ein Spiegelgalvanometer mit einem inneren Widerstand von 60 Ohm angeschlossen war. Durch einen parallel geschalteten Widerstand von 150 Ohm, der die Schwingungen des Galvanometers genügend dämpft, wurde der Gesamtwiderstand auf rund 43 Ohm herabgesetzt. Die von der Zelle gelieferte Stromstärke wurde mittels des Spiegelgalvanometers optisch registriert auf einer mit Bromsilberpapier belegten Trontmel zweistündiger Umlaufszeit.

Proportionalität zwischen Helligkeit und Photostrom. Es ist natürlich wesentlich, zu wissen, ob im Stromkreis des Photometers eine lineare Beziehung zwischen der Helligkeit und dem registrierten Photostrom besteht.

Nimmt man die Helligkeit der Photometerlampe zu zwei Hefnerkerzen an, so würde bei etwa 4 cm Entfernung zwischen Lampe und Zelle, ohne Abblendung, eine Beleuchtungsstärke von 625 Lux auf die Gesamtfläche der Zelle gelangt sein. Durch die Anordnung der zwei gekreuzten Spalte belichtete der Glühfaden der Lampe nur die Mitte der Selenzelle. Dadurch wurde weniger als ein Zehntel der Zellenoberfläche belichtet. In Wirklichkeit war die Beleuchtungsstärke noch erheblich geringer als 60 Lux, da die äußersten Enden der Glühfadenlänge wegen der geringen Breite der Spalte nicht mehr abgebildet wurden. Bestand nun bei dieser Beleuchtungsstärke noch Proportionalität zwischen Helligkeit und Photostrom? Aufschluß darüber liefern Untersuchungen von Bergmann. Sie sind in der Physikalischen Zeitschrift publiziert²⁾. Aus den Kurven geht hervor, daß bei einer Beleuchtungsstärke von 60 Lux selbst bei weit größeren Beleuchtungen, in Stromkreisen mit größeren Widerständen, noch Proportionalität zwischen Beleuchtungsstärke und Photostrom vorhanden ist. Man kann also annehmen, daß der Galvanometerausschlag dem Photostrom und somit der Absorption der Filme proportional war.

Akkumulatoren zeigen unmittelbar nach dem Einschalten einen Spannungsabfall; ein weiterer Spannungsabfall besteht nach dem Belichten der zur Photo-

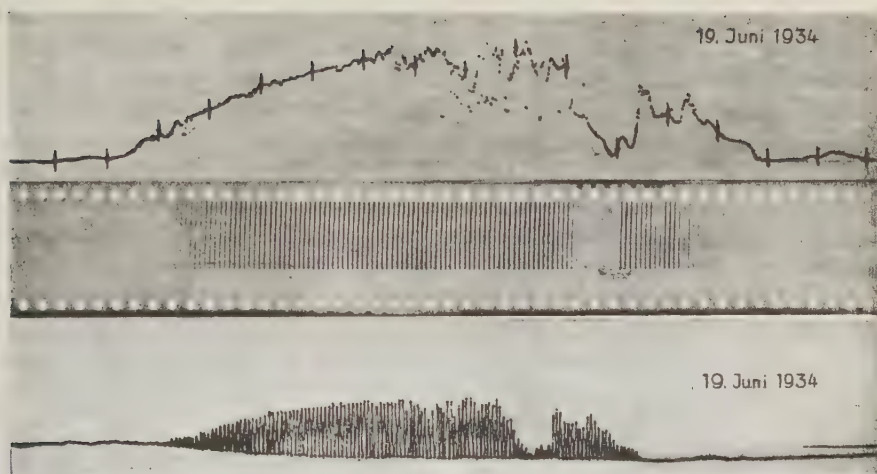


Fig. 2
Helligkeitsregistrierungen an einem Tage mit Bewölkung

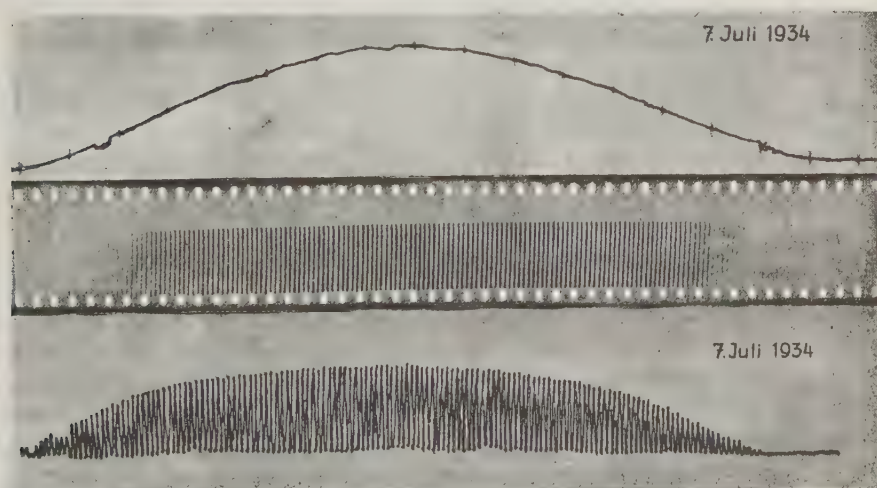


Fig. 3
Helligkeitsregistrierungen an einem wolkenlosen Tage

Fig. 2 und 3. Oben: Photozellenregistrierung
Mitten: Registrierfilm
Unten: Photometrierung des Films

metrierung verwandten Photozellen. Der Strom im Photometer floß erst etwa 1 Stunde nach Beginn der Belichtung mit konstanter Intensität. Der Spannungsabfall betrug dann weniger als 1 % pro Stunde. Beim Photometrieren der Filme wurde zunächst etwa $1\frac{1}{2}$ Stunden belichtet; dann wurde der Film in die Gleitbahn des Photometers gelegt und ein kurzes Stück vor der ersten Schwärzung mit der Photometrierung begonnen. Unbelichtete Teile des Films absorbieren natürlich das wenigste Licht und stellen Maxima der Photostromstärke zwischen den Schwärzungen dar. Die Maxima liegen bei einwandfreien Filmen auf einer Geraden. Bei den wiedergegebenen Photometrierungen liegen diese Werte größter Helligkeit unten.

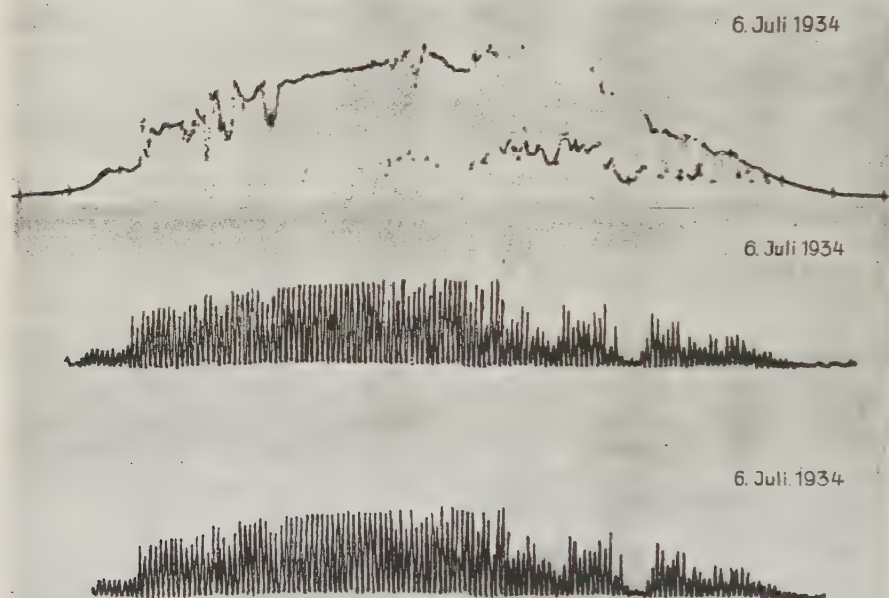


Fig. 4

Photozellenregistrierung und zweimalige Photometrierung eines Registrierfilms

Registrierungen am Boden. Einige Helligkeitsregistrierungen mit der Selenzelle, Registrierfilme und Filmphotometrierungen sind in den Fig. 2 bis 4 als Beispiele der Registrierung wiedergegeben. Zusammengestellt sind jedesmal die Registrierungen eines Tages. Die erste Registrierung auf jeder Figur ist der mit einem Spiegelgalvanometer registrierte Strom einer Selenzelle. Die Mitte zeigt einen Film aus dem Registrierapparat von Robitzsch. Unten ist dann die Photometrierung des Filmstreifens wiedergegeben. Die Photometrierung in Fig. 2 erfolgte mit ungedämpftem Galvanometer. In Fig. 3 ist die Registrierung der

Helligkeit an einem Tage ohne Bewölkung dargestellt. Fig. 4 zeigt zur Dokumentierung der Identität mehrerer Photometrierungen eines Films zwei Photometrierungen des gleichen Registrierstreifens. Zu jeder Schwärzung des Films gehört ein entsprechender Galvanometerausschlag. Ihm entspricht die Summe der Intensitäten der Helligkeit während einer Zeit von 6 Minuten. Diese Registriermethode von Róbitzsch stellt also eine diskontinuierliche Registrierung dar; ihre Einzelwerte entsprechen auf einer kontinuierlichen Registrierkurve Integralen über eine Zeit von 6 Minuten.

An Tagen mit stark schwankender Einstrahlung ermöglicht diese Integralmethode aus den Einzelwerten einfach die Strahlungssumme einzelner Stunden oder des Tages zu ermitteln. Leider ist aber der Schwärzungsgrad des Films bei konstanter Belichtungszeit kein ganz exaktes Maß für die Strahlungssumme dieser Zeit. Belichtet man z. B. einen Film eine beliebige Zeit mit einer beliebigen Intensität, natürlich ohne ihn überzubelichten, so ist die Schwärzung des Films größer, als wenn er während der halben Zeit mit doppelter Intensität belichtet wird. [Eine stets gültige Beziehung dieses Zeitschwärzungsgesetzes ist noch nicht bekannt, obwohl für einige Spezialfälle ein formelmäßiger Zusammenhang der Variablen verwandt werden kann³⁾.]

Bei dieser diskontinuierlichen Registriermethode kann man natürlich nicht erwarten, bei einer Belichtungsdauer von 6 Minuten Feinheiten der Strahlungsschwankungen in der Registrierung wiederzufinden. Bei Tagen mit stark schwankender Bewölkung bleibt die Helligkeit während 6 Minuten nur selten konstant; oft kann man über 6 Minuten der Photozellenregistrierung nicht einmal einen Mittelwert bilden. Würde man versuchen, aus der Photozellenregistrierung und Filmphotometrierung eine Schwärzungs- bzw. Eichkurve zu konstruieren, so müßte man feststellen, daß nur wenige zusammengehörige Werte beider Kurven sich dazu eignen.

Registrierungen bei Aufstiegen. *Das Ballon-Sonde-Gerät.* Obige photographische Methode der Helligkeitsregistrierung sollte nun für vertikale Untersuchungen angewandt werden. Der beschriebene Apparat zur Registrierung der Helligkeit am Boden wurde in kleinerem Ausmaße für Registrierballonmessungen in den Lindenberger Werkstätten gebaut (Fig. 5). Die drei Bauelemente des Gerätes, Optik, Gehäuse und Uhrwerk, findet man auch hier wieder. Da auf geringes Gewicht und luftdichten Verschluß der Apparatur großer Wert gelegt wurde, zeigen sich in den Ausführungen gegenüber dem Bodenapparat einige Abweichungen.

Der Bau des Apparates begann beim Uhrwerk, dessen zweckmäßige Dimensionierung und Ausführung Uhrmachermeister Rampmeier übernahm. Der Durchmesser des zylindrischen Uhrwerkgehäuses entspricht mit 5.5 cm dem eines normalen Ballon-Sonde-Uhrwerkes. Der Durchmesser der Registriertrommel beträgt 6 cm. Dem entspricht ein Umfang der Trommel von etwa 19 cm. Legt man als Dauer eines Aufstieges 3 Stunden zugrunde, so ergibt sich daraus für 1 Minute der Registrierung auf der Filmtrommel ein Streifen von ungefähr 1 mm

Breite. Von diesem schmalen Streifen wird, wie auch in dem Apparat zur Registrierung am Boden, nur die Hälfte belichtet. Der belichtete Streifen ist breit genug, um ohne besondere Optik ein einfaches, schnelles Photometrieren zu gestatten. Eine Belichtungszeit von 1 Minute für einen Streifen von $\frac{1}{2}$ mm Breite war daher für zweckmäßig gehalten worden. Während bei kürzeren Belichtungszeiten der einfache Transport des Films im Registrierapparat nicht mehr möglich war, wurden bei längeren Zeiten die Feinheiten in der Registrierung allzusehr überdeckt. Leider transportierte das Uhrwerk bei den Versuchen dieser Arbeit die Registriertrommel noch nicht ganz gleichmäßig. Beim Ablaufen der Uhr wurde einmal eine Abweichung von 5 % von der einminutigen Belichtungszeit mit

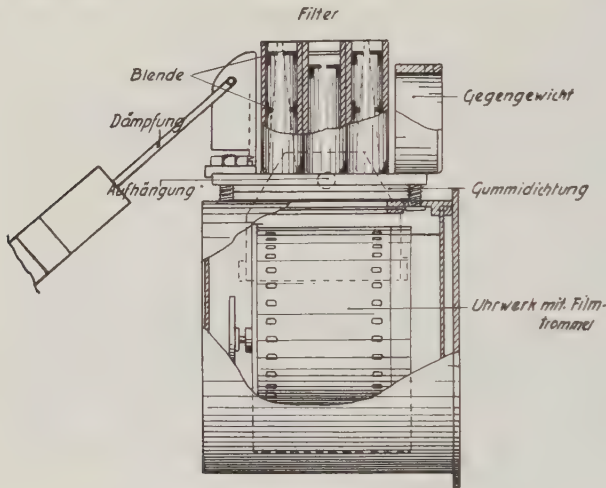


Fig. 5
Apparat zur Helligkeitsmessung für Registrieraufstiege

der Stoppuhr gemessen. Im übrigen waren Abweichungen größer als 2.5 % selten. Innerhalb dieser Grenze traten Schwankungen in der Belichtungszeit jedoch häufig auf. Nachteilig bemerkbar machte sich bei der Konstruktion des Apparates, daß das Uhrwerk nicht mit einer Arretiervorrichtung versehen war. Es mußte deshalb jedesmal kurz vor dem Start aufgezogen werden. Beim Einbauen in das luftdicht verschlossene Gerät mußte auf diese Tatsache Rücksicht genommen werden. Außerdem war folgendes zu beachten: Die Änderung des Luftdruckes bei einem Registrieraufstieg verursacht eine geringe Deformation des Gehäuses, die der Formänderung einer Vididose entspricht. Schraubt man das Uhrwerk auf eine der ebenen Flächen, die das Gehäuse nach außen abschließen, so tritt durch die mechanische Verbindung beider Teile auch eine Übertragung der Formänderung auf das Uhrwerk ein. — Zur Sicherung einer einwandfreien Registrierung war es außerdem erforderlich, den Apparat luftdicht zu verschließen. Das war

natürlich beim Ballon-Sonde-Apparat wesentlicher als beim Bodenapparat. Beim Aufstieg selbst konnte anderenfalls die Luft aus dem Apparat entweichen und nachher wieder einströmen. Da ein Ballon-Sonde-Gerät nach dem Aufstieg oft lange Zeit im Freien liegt, meist wohl am feuchten Boden, bestand auch dann noch die Möglichkeit, daß bei Volumenänderung der eingeschlossenen Luft Feuchtigkeit eindringen und den Film verderben konnte. Auch um vor jedem Aufstieg auf nur eine Verschußöffnung achten zu müssen, wurde das Uhrwerk folgendermaßen befestigt. Es wurde mit der Filmtrommel auf eine Duraluminscheibe geschraubt, die zwei Löcher zum Aufziehen der Federn enthielt. Die Scheibe wurde im Apparat vor jedem Registrieraufstieg, nachdem der Film eingelegt war, vom verschließenden Deckel fest gegen einen Ring im Gehäuse gedrückt. Um beim Verschrauben des Apparates ein Mitdrehen des Uhrwerks zu verhüten, war ein Stift angebracht, der in eine kleine Lücke am Rand der Duraluminscheibe faßte. Die zu registrierenden Helligkeiten gelangten durch drei geschwärzte Zylinder auf den Film. Sie waren gemeinsam auf einer Messingplatte befestigt, die durch zwei Schrauben mit dem Gehäuse des Apparates fest verbunden wurde. Zur luftdichten Verbindung beider Teile war eine Gummischeibe zwischengelegt. Bei der Messung der Gesamthelligkeit fiel das Licht auf eine Milchglasscheibe, unter der das Grünfilter lag. Beide, Milchglas und Filter, waren fest eingedrückt und verkittet in dem mittleren Messingrohr. Der Durchmesser des Rohres betrug 10 mm, seine Wandstärke 0.5 mm. Unter dem Filter lag, von einem Sprengring gehalten, eine Lochblende von 0.4 mm Durchmesser. Im Abstand von 4.5 cm von der Blende wurde der Film belichtet. Außer dieser Registrierung der Gesamthelligkeit wurde in den beiden äußeren Zylindern die vertikale Helligkeit registriert. Die Registrierung der vertikalen Helligkeit geschah nach dem Prinzip der Lochkamera. Ein Sektor von etwa 15° aus dem Vertikal des Himmels wurde durch das Grünfilter und eine Blende von 0.125 qmm Öffnung, im anderen Zylinder durch eine Blende von 1.7facher Öffnung photographiert. Durch die gleichzeitige Registrierung mit großer und kleiner Blende hatte man die Möglichkeit, auch bei stark veränderter Helligkeit ohne Blendenwechsel registrieren zu können. Die Entfernung der Blenden vom Film betrug 4.8 cm.

Ungenauigkeit der Registrierung. Auf korrekte Zentrierung der Registriertrommel hat man natürlich zu achten. Die Beleuchtungsstärke des Films ändert sich quadratisch mit seiner reziproken Entfernung von der Blende. Einer Änderung dieser Entfernung um $\frac{1}{2}$ mm entspricht eine Änderung der Beleuchtungsstärke um etwa 2%. Eine weitere Ungenauigkeit der Meßmethode liegt bei Registrieranstiegen in der Aufhängung des Gerätes. Sie hängt ab von der mehr oder weniger horizontalen Lage der Auffangflächen der Strahlung. Während man am Boden eine Auffangfläche für Strahlungsregistrierungen ohne Schwierigkeiten in die horizontale Lage bringen kann, stößt man bei aerologischen Registrierungen insofern auf Unannehmlichkeiten, als jegliche Vorrichtung zur automatischen Einstellung eines Gerätes in die Horizontale eine Vergrößerung des Gewichtes

bedeutet. Bei jeder Einstellvorrichtung ist außerdem zur Behebung der Eigenschwingungen eine Dämpfung erforderlich. Für exakte Messungen ist eine kardatische Aufhängung des Gerätes nicht zu umgehen. Es war zunächst beabsichtigt, die Messungen mit Registrierballons durchzuführen. Dieser ursprüngliche Plan von Robitzsch wurde nicht durchgeführt. Unter anderem wäre dafür der Bau von mehreren Apparaten notwendig geworden; eine lange Dauer zwischen Start und Landemeldung hätte diese Versuche zeitlich zu sehr ausgedehnt. Das Gerät wurde daher nur zu Registrierungen am Drachen verwandt. Bei den Drachenregistrierungen dieser Arbeit wurde zur Vereinfachung angenommen, daß der Drachen außer der Änderung des Einstellwinkels keine erheblichen Schwankungen ausführt. Das Registriergerät wurde daher bei seiner Befestigung nur einstellbar um eine Achse angebracht. Es war drehbar um eine Horizontale, die zum Halte Draht des Drachens senkrecht stand. Die Achse im Apparat, um die er drehbar aufgehängt war, lag etwa 3 cm oberhalb seines Schwerpunktes. Um den Einfluß des Winddruckes auf die horizontale Lage des Gerätes herabzusetzen, war es mit einem tropfenförmigen Sperrholzkasten umgeben, der bei horizontaler Lage des Drachens nur etwa 2 qcm des Gerätes dem Winddruck aussetzte. Ein kleines Gegengewicht glich ihn angenähert aus. Die bei jedem Aufstieg vorhandenen Erschütterungen versetzten das Gerät in recht starke Schwingungen. Ihre Dämpfung geschah pneumatisch durch einen luftgefüllten Messingzylinder mit Kolben. Die Kolbenstange war durch einen konischen Stift gelenkig mit dem Apparat verbunden. Der umhüllende Sperrholzkasten war auf einem Brett ($180 \times 10 \times 0.5$) befestigt, das auf der Hinterzelle des Aufstiegsdrachens angebracht wurde.

In der Dunkelkammer wurde der Film eingelegt und der Apparat vorläufig verschlossen. Zum Aufziehen der Uhr wurde vor dem Start die Deckelverschraubung wieder geöffnet und der Apparat dann endgültig verschlossen. Dort, wo der Stift in die Duraluminscheibe faßt, fiel bei den ersten Aufstiegen beim Aufziehen in hellem Sonnenlicht gelegentlich Licht in die Apparatur und trat daher Schleierbildung ein. Mit einem aufgesteckten Deckel als Verschuß der Objektive wurde der Film gegen Licht und die Optik gegen Fingerabdrücke und Beschädigung bis zum Beginn jeden Aufstiegs geschützt. Zeitmarken erhielt ich zu Beginn und Schluß der Aufstiege durch Öffnen und Verschließen der Objektive.

Photographische Entwicklung. Entwickelt wurden sämtliche Filme mit Rodinal in normaler Verdünnung. Die Intensität des photographischen Entwickelns und Fixierens ist bekanntlich von einigen Eigenschaften des Entwicklers und Fixierbades abhängig. Die Entwicklungsgeschwindigkeit und Schwärzung hängt von der Temperatur und Konzentration des Entwicklers ab. Außerdem hat das Alter des Entwicklers und die im Wasser gelösten Beimengungen einen Einfluß. Auch die verschieden lange Dauer des Fixierens beeinflusst die Schwärzung des Films. Gleich starkes Fixieren kann man annähernd dadurch erreichen, daß man bis zum Verschwinden des weißen Belags fixiert. Trotzdem wird aber der Rand des Films stärker als seine Mitte fixiert und somit abgeschwächt. Sollen bei

mehreren Entwicklungen die gleichen Beziehungen zwischen Belichtung und Schwärzung bestehen, so kann man natürlich versuchen, alle diese Faktoren konstant zu halten. Wie weit das möglich ist, entzieht sich meiner Beurteilung. Jedenfalls ist eine Kontrolle des Entwicklungsvorganges in irgendeiner Form erforderlich. Auf einige Eichpunkte wird man selbst bei sorgfältigster Entwicklung nicht verzichten. Man kann mit nur zwei Eichpunkten je Film auskommen, dann ist aber aus der Schwärzungskurve nur der lineare Teil auswertbar und der Registrierbereich auf etwa 50 % des Möglichen begrenzt. Will man Eichpunkte sorgfältig herstellen, so verursacht dies viel Umstände und ein längeres Hantieren mit dem Film oder dem Registriergerät.

Konstruktion der Schwärzungskurven. Es war beabsichtigt, für die Konstruktion der Schwärzungskurven die Bodenregistrierungen mit der sechsminütigen Belichtungszeit zu benutzen. Parallel zur Bodenregistrierung sollte dann die

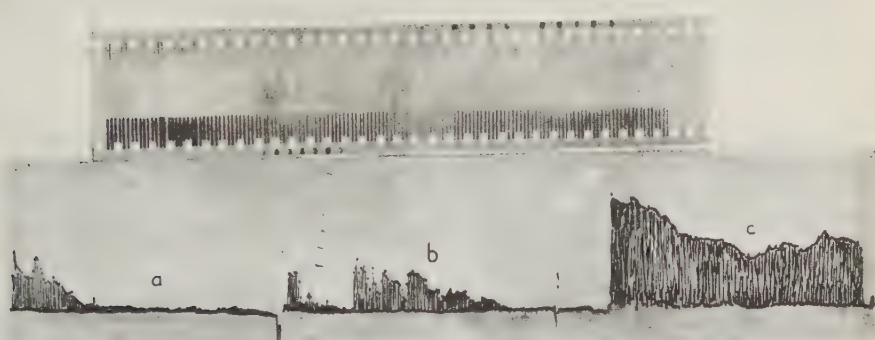


Fig. 6

Aufstieg Nr. 398. 19. Juli 1935. 17¹⁸ – 19³³ h

Registrierung mit der Photozelle erfolgen. Beide Filme, der aus dem Apparat am Boden und der aus dem Ballon-Sonde-Apparat sollten dann gleichzeitig gleichmäßig entwickelt werden. Dazu müßte dann noch das Verhältnis der vom Film bei sechs- und bei einminütiger Belichtungszeit umgesetzten Helligkeiten untersucht werden. Hierzu wäre also zunächst eine Untersuchung des Zeitschwärzungsgesetzes für diese Daten erforderlich. Ein wesentlich einfacheres Verfahren, die Schwärzungskurve festzulegen, wurde bei den Aufstiegsregistrierungen dieser Arbeit angewandt. Die Registrierung der vertikalen Helligkeit geschah mit zwei verschieden großen Blenden. Natürlich blieb dieses Verhältnis für alle Registrierungen konstant. Es lieferte Anhaltspunkte für die Steilheit und Krümmung der Schwärzungskurven. Auf den Registrierstreifen (Fig. 6 und 7) liegt in der Mitte die Registrierung der Gesamthelligkeit. Auf den beiden Seiten liegen die Schwärzungen der vertikalen Helligkeit. Bezüglich der Photometrierung dieser Filme gegenüber den Filmen aus dem Bodenapparat ist noch folgendes zu bemerken:

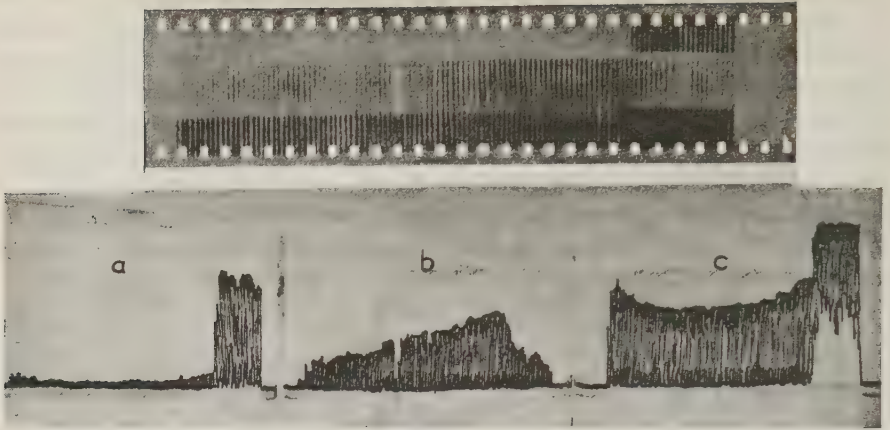


Fig. 7

Aufstieg Nr. 402. 22. Juli 1935. 5⁵³—7³⁸ h

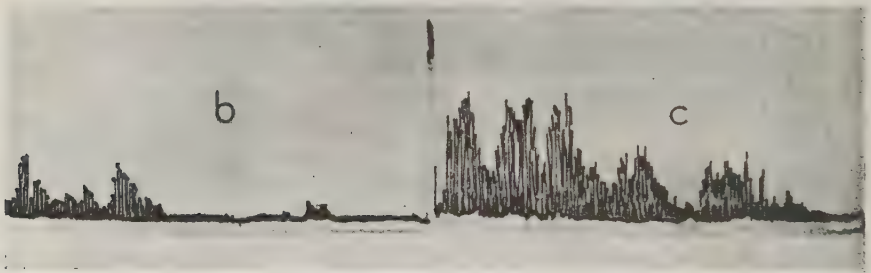


Fig. 8

Aufstieg Nr. 396



Fig. 9

Aufstieg Nr. 331. 20. Juni 1936. 5⁴⁵—7³² h

Fig. 6 bis 9. Registrierfilme und deren Photometrierungen:
a vertikale Helligkeit mit kleiner Blende, b gesamte Helligkeit,
c vertikale Helligkeit mit großer Blende

Zwecks Photometrierung der drei Registrierelemente muß der Film natürlich dreimal durch das Photometer laufen. Nach der Photometrierung je einer Helligkeitsregistrierung wird der Film zurückgedreht, dann verschiebt man den vertikalen Spalt mit der Photozelle hinter die nächste Gruppe der Filmschwärzungen. Man erhält dadurch bei dieser Gruppe eine andere Helligkeit auf der Photozelle. Um wieder die gleiche Ausgangshelligkeit wie bei der vorhergehenden Photometrierung zu erzielen, wird die Photometerlampe seitlich so weit verschoben, bis die ursprüngliche Helligkeit wieder erreicht ist. Die Geschwindigkeit des Filmtransports im Photometer wurde bei der Photometrierung der Aufstiegsregistrierungen heraufgesetzt auf 30 cm pro Stunde. Das bedeutete eine wesentliche Beschleunigung

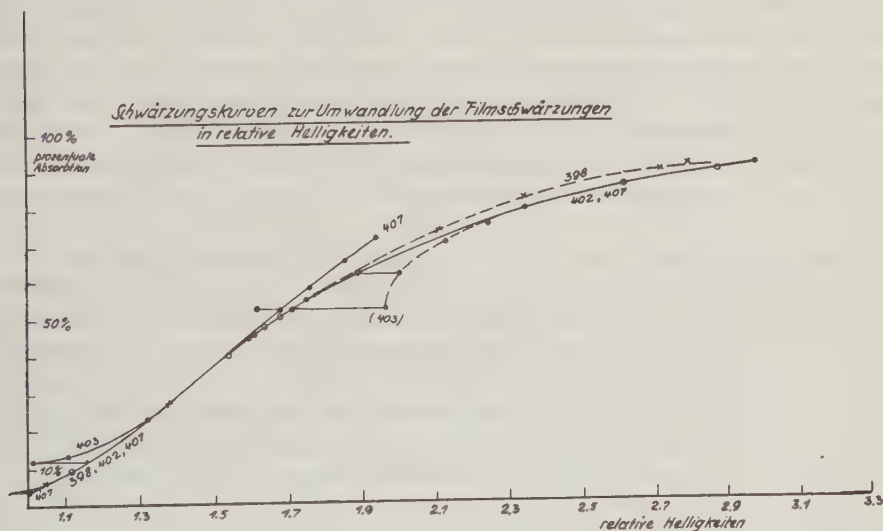


Fig. 10

des Photometrierens erstens durch die erhöhte Geschwindigkeit und zweitens dadurch, daß alle drei Photometrierungen eines Aufstiegs auf einer Registriertrommel zweistündiger Umlaufszeit registriert werden konnten. Das im folgenden beschriebene Verfahren zur Konstruktion von Schwärzungskurven ist vorübergehend in der Astronomie ähnlich angewandt worden³⁾.

Die aus den Photometrierungen gewonnenen Eichkurven (Fig. 10) stellen Beziehungen dar zwischen der Absorption der Filmschwärzungen und den zugehörigen relativen Helligkeiten. Die Filmschwärzungen sind in Prozenten auf der Ordinate dargestellt. Einer Absorption von 100 % entspricht eine Länge der Ordinate von 10 cm. Die relative Helligkeit ist auf der Abszisse abgetragen. Die erste Eich- bzw. Schwärzungskurve wurde aus der Photometrierung des Aufstiegs Nr. 398 (Fig. 6) gewonnen. Ich ging bei der Konstruktion aus von einem willkürlich gewählten Wert geringer Filmschwärzung aus der Registrierung der

vertikalen Helligkeit* der Kurve *A*. Diesen Ausgangspunkt mit einer Absorption von 4 % legte ich im Koordinatensystem (Fig. 10) auf die Ordinate. Seine Abszisse bezeichnete ich willkürlich mit der Helligkeit 1. Diesem Wert der Kurve *A* entsprach in der Registrierung der vertikalen Helligkeit mit großer Blende, Kurve *B*, eine Schwärzung mit einer 52 %igen Absorption, die, dem Blendenverhältnis der vertikalen Helligkeitsregistrierungen entsprechend, den Helligkeitswert 1.7 erhalten mußte. Zur Gewinnung eines weiteren Punktes der Eichkurve wurde dieser Wert (1.7 : 52) als Ausgangspunkt gewählt. Aus der Kurve *A* wurde jetzt eine 52 %ige Absorption herausgesucht und der ihr in der Kurve *B* entsprechende Wert gleich der 1.7fachen Helligkeit dieses Punktes, also gleich 2.89, gesetzt. Durch diese drei Punkte wurde nun eine Kurve gelegt, deren Krümmung ungefähr der einer photographischen Schwärzungskurve entsprechen konnte. Wählt man nun aus der Kurve *A* der Photometrierung einen beliebigen anderen Wert, so muß dieser Wert und der zugehörige aus der Kurve *B* erstens dem Blendenverhältnis 1 : 1.7 genügen, zweitens müssen sie auf der Eichkurve liegen. Trägt man diesen Wert mit seiner Absorption in die Eichkurve ein, so muß aus der Kurve *B* die zugehörige Absorption einen Abszissenwert von 1.7facher Größe haben. Liegt dieser Wert nicht auf der Eichkurve, so bedeutet dies, daß die Eichkurve noch nicht die richtige Krümmung hat. Um die Eichkurve ihrer wahren Gestalt näher zu bringen, kann man folgendes machen. Man zeichnet den zuletzt verwandten Punkt der Kurve *B* in die Eichkurve ein, dividiert seinen Abszissenwert durch 1.7 und erhält so den Abszissenwert des zugehörigen Punktes der Kurve *A*. Trägt man diesen Wert in das Eichblatt ein, so sieht man, daß auch er außerhalb der Kurve liegt. Die wahre Eichkurve liegt dann zwischen der ursprünglichen Gestalt und den beiden außerhalb liegenden Punkten. Berücksichtigt man bei der Konstruktion weiter, daß kein Knick in der Kurve auftreten darf, so liefert diese Methode ein durchaus brauchbares Verfahren, die Schwärzungskurven photographischer Filme festzulegen.

Die weiteren Eichkurven wurden in Anlehnung an diese erste aus ihr abgeleitet. Als Ausgangspunkt für die Konstruktion der Kurven wurde wieder ein Wert niedriger Intensität gewählt, der, der Einfachheit halber, mit einiger Wahrscheinlichkeit schon auf dem linearen Teil der Eichkurve liegen mußte. Zu diesem und anderen wurden dann die der 1.7fachen Intensität entsprechenden gewählt.

Bei der Konstruktion der Kurve zu Aufstieg Nr. 403 wurde mit dem Punkt (1.16, 11.5) begonnen. Der zugehörige Punkt (1.97, 52.2) lag erheblich außerhalb der übrigen Eichkurven. Desgleichen auch der Punkt (2, 61.5). Die Eichkurve würde in ihrem linearen Teil eine Unstetigkeit aufweisen. Verschiebt man nun diese Punkte horizontal bis auf die Eichkurve, und errechnet die zugehörigen Punkte im unteren Teil der Kurve, so fällt der Sprung in ihrer Mitte fort, zugunsten einer stärkeren Krümmung am unteren Ende.

Auswertung der Photometrierungen. An Hand obiger Eichkurven wurde die Auswertung der Photometrierungen vorgenommen. Aus den Meteorographen-

registrierungen und Filmphotometrierungen wurden Druckhelligkeitskurven konstruiert. Die übliche Auswertung der Drachenaufstiege liefert einige markante Punkte; zu diesen wurde der entsprechende Wert der Filmphotometrierung gewählt, und seine prozentuale Absorption in der Eichkurve als relative Helligkeit abgelesen. Wegen der Ungenauigkeit im Gang des Uhrwerks, die man bis zu 2.5% annehmen mußte, ist zur Auswertung zu den markanten Punkten des Barogramms aus der Photometrierung nur ein wahrscheinlicher Mittelwert herangezogen worden. Die Druckhelligkeitswerte wurden in das Adiabatenpapier von Schleicher und Schüll Nr. 417 eingetragen. Für eine Helligkeitsänderung von dem Anfangswert 1 bis zum Wert doppelter Intensität wurde auf der Abszisse ein Stück ausgewählt, das in der Koordinatenbezeichnung des Papiers einer Temperaturänderung von 40° C entspricht. In den Fig. 11, 12, 13 und 14 sind die Auswertungen der Drachenaufstiege Nr. 398, 402, 407 und 331 des Observatoriums Lindenberg wiedergegeben. Die Helligkeitswerte aus dem Anstieg sind in Bodennähe nicht ganz reell. Wenn der Drache beim Start steil in die Höhe schießt, ist eine Einstellung des Gerätes in die Horizontale nicht mehr möglich, da bei einem Winkel steiler als 45° räumlich eine Behinderung durch die Dämpfungsvorrichtung eintritt.

Berücksichtigung von Fehlern bei der Auswertung. Im wesentlichen war bei der Auswertung der photometrierten Filmschwärzungen dreierlei zu berücksichtigen, und zwar erstens Schleier, die sich über größere Flächen erstrecken. Bei einer Belichtung des Films mit unbelichteten Zwischenstreifen nach dem Prinzip von Robitzsch lassen selbst verschleierte Registrierfilme noch eine Auswertung zu. Bei Verschleierung dieser größeren Flächen erhält man die Intensität der Helligkeiten aus der Differenz der relativen Helligkeiten, der Absorptionen der Spaltstreifen, und der der verschleierten Zwischenstreifen. Zweitens muß man eine Unkorrektheit in der Photometrierung berücksichtigen, die auf eine lichthofähnliche Erscheinung zurückzuführen ist. Am Rande jeder einzelnen Schwärzung tritt ein kleiner Lichthof auf, der mehr oder weniger weit in die unbelichteten Zwischenstellen hineinreicht. Der schmale unbelichtete Streifen zwischen zwei Schwärzungen wird dadurch, besonders bei starken Intensitäten so schmal, daß dem Galvanometer bei der Photometrierung nicht genug Zeit bleibt, sich auf die unbelichteten Zwischenstreifen einzustellen. Man muß bei starker Intensität bei der Auswertung der Photometrierung hier die Basislinie extrapolieren. Kleine Schleier und Flecken werden dabei allerdings vernachlässigt. Bei großen Beleuchtungsstärken ist dieser Lichthof auf dem Registrierfilm schon mit bloßem Auge sichtbar. Drittens ist es möglich, daß Schmierflecke eine Erhöhung der Absorption des Films verursachen. In diesem Falle kann man die Basislinie natürlich nicht extrapolieren, sondern muß die prozentuale Absorption nur der Schwärzungen auswerten. Macht man den Spalt über dem Film schmal, so erhält man ohne weiteres einen breiteren unbelichteten Streifen. Bei der Photometrierung bekommt das Spiegelgalvanometer dadurch genügend Zeit, sich auf den Basiswert des unbelichteten Films einzustellen.

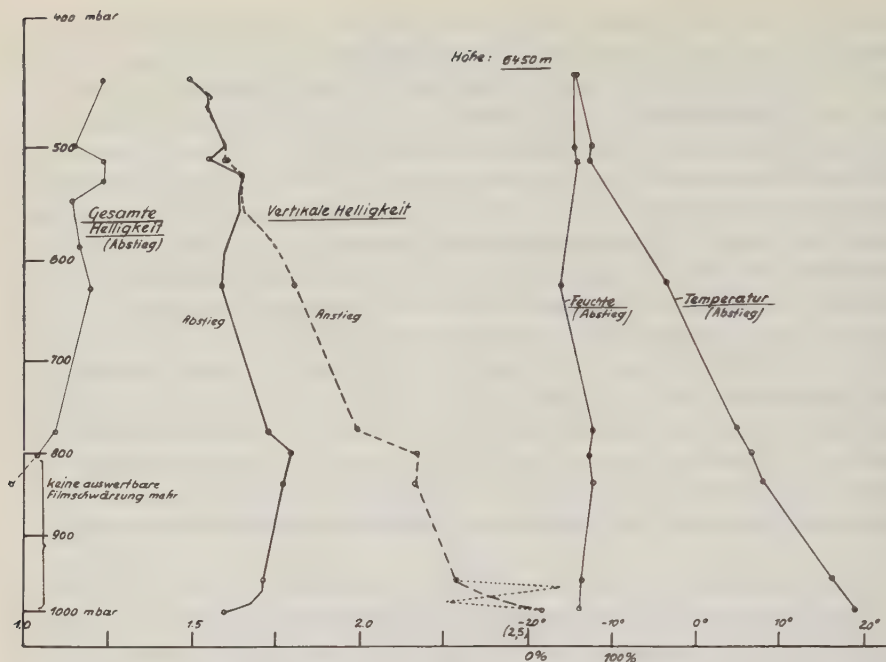


Fig. 11. Drachenaufstieg Nr. 398. 19. Juli 1935. 17¹⁸—19³³ h

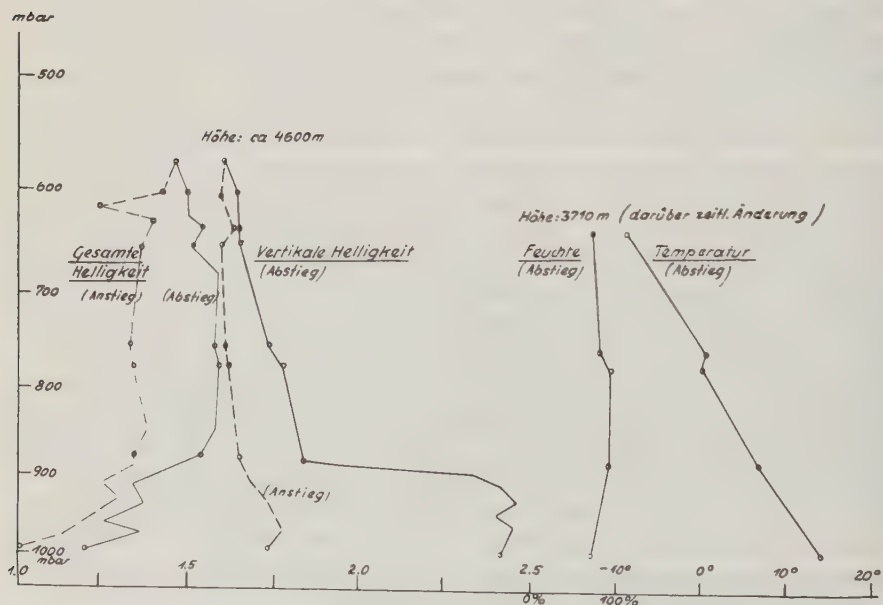


Fig. 12. Drachenaufstieg Nr. 402. 22. Juli 1935. 05⁵³—07³⁸ h

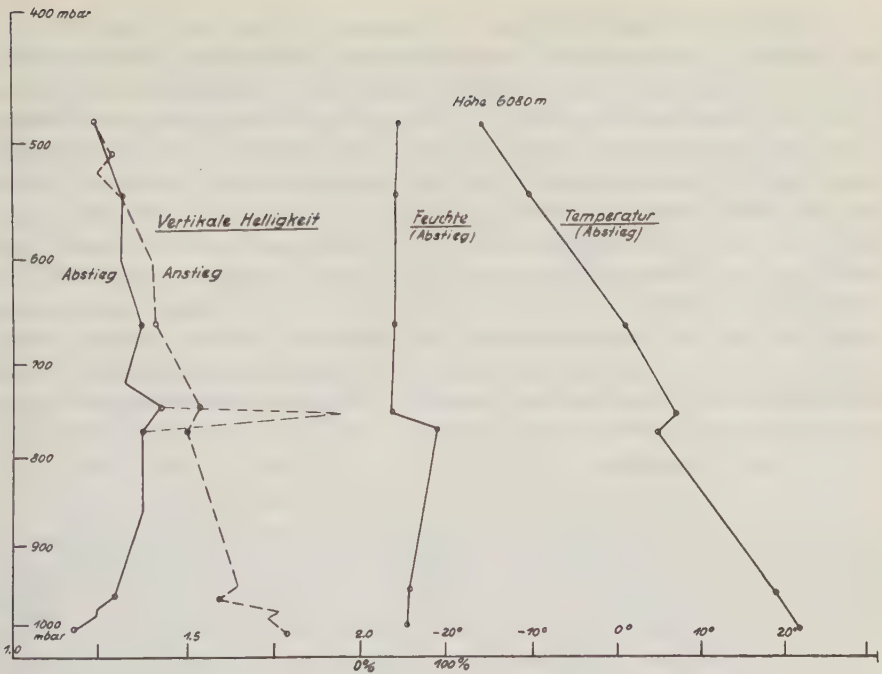


Fig. 13. Drachenaufstieg Nr. 407. 24. Juli 1935. 17¹⁴—19³³ h

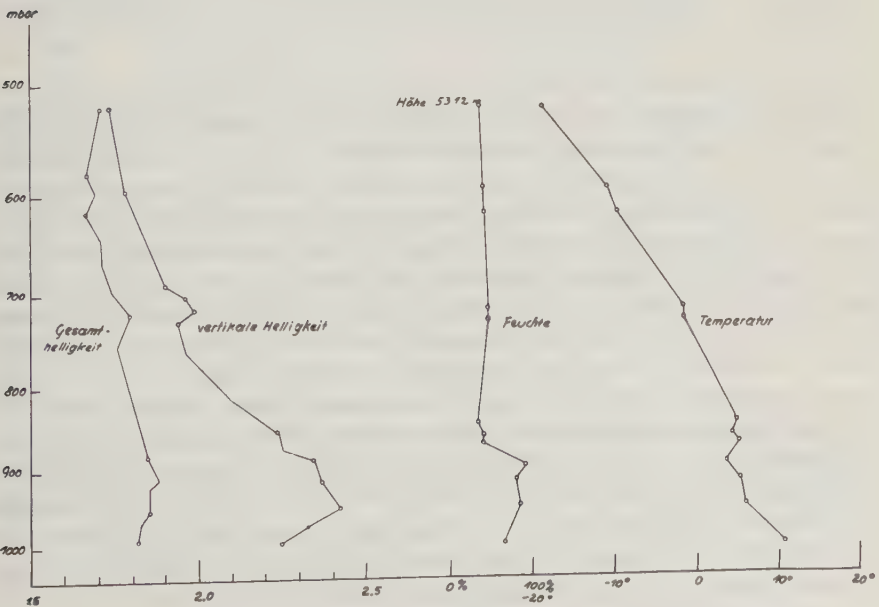


Fig. 14. Drachenaufstieg Nr. 331. 20. Juni 1935. 05⁴⁵—07³² h. (Abstieg)

Ergebnis der Registrierungen. *Besprechung einiger Aufstiege.* Im Zusammenhang mit dieser Arbeit wurden etwa 25 Registrieraufstiege durchgeführt. Bei den ersten Aufstiegen war infolge fehlerhafter Konstruktion des Gerätes leider das Uhrwerk stehengeblieben. Nicht genügend bezeichnet hatte ich auch einige der ersten Registrierungen, die ich damals nicht für auswertbar gehalten hatte. Bei den meisten Aufstiegen arbeitete die Registrierung einwandfrei. Leider trat bei vielen Aufstiegen Bewölkung ein und die Messung wurde dadurch häufig. In Fig. 8 ist die Photometrierung eines Aufstieges bei bewölktem Himmel wiedergegeben. Es ist sinnlos, einen solchen Aufstieg auszuwerten. Auf jede Auswertung der Aufstiege bei bewölktem Himmel wurde von vornherein verzichtet. Weiter lohnt es sich auch meist nicht, die Gesamthelligkeit auszuwerten, da bei niedrigem Sonnenstand, also bei langem Weg, den die Sonnenstrahlen in der Atmosphäre zurücklegen müssen, schon bei geringster Bewölkung die Sonne vorübergehend durch Wolken verdeckt wird und in der Gesamthelligkeit starke Schwankungen auftreten.

Während des Aufstieges Nr. 402 (Fig. 12) tritt eine starke Cirrostratusbildung auf, die kurz vor der Landung die Helligkeit im Vertikal sprunghaft erhöht. Bei der Auswertung des Aufstieges Nr. 407 wurde ein Stück großer Helligkeit ausgeglichen. (Fig. 13) Ein Stück einer alten Cumuluswolke hatte die vertikale Helligkeit vorübergehend stark vergrößert. Im Aufstieg Nr. 398 (Fig. 11) wurde der punktierte Teil der vertikalen Helligkeit im Anstieg ausgeglichen. Der Abstieg zeigt mit der Gesamthelligkeit ein reziprokes Verhältnis. In der Nähe der Gipfelhöhe zeigt das Aufstiegsdiagramm eine kleine Inversion in der Temperaturregistrierung, die nicht ausgewertet ist, die in der Kurve der vertikalen Helligkeit aber deutlich zum Ausdruck kommt.

Helligkeitsänderung mit der Höhe. Bei einem Versuch, die wenigen Auswertungen zu diskutieren, könnte man aufzählen, wo zwischen Helligkeit und Feuchtigkeit oder Temperatur, Korrelation besteht und ob die Beziehung zwischen Helligkeit und Feuchte gleichsinnig ist oder nicht. Bei diesen wenigen Registrierungen, die nur das Gewicht von Zufallswerten haben können, lohnt sich das jedoch nicht. Ich will trotzdem versuchen, einiges aus den Registrierungen zu folgern: Es gibt auf dem Festland in Bodennähe wohl stets eine Dunstschicht; in dieser besteht mit zunehmender Höhe Zunahme der vertikalen Helligkeit (Abstieg: Fig. 11, 13 und 14). (Die Helligkeitswerte des Anstiegs sind, siehe oben, nicht reell.) Über dieser Bodenschicht nimmt die vertikale Helligkeit ab. Die direkte Strahlung der Sonne nimmt mit der Höhe stets zu; daraus folgt für die Gesamthelligkeit unbedingt eine Zunahme der Intensität bis etwa zur oberen Grenze der Bodenschicht. Die vertikale Helligkeit nimmt, wenn nicht weitere Dunstschichten folgen, von da bis zu den größten Höhen ständig ab. Bei gleichzeitiger Zunahme der direkten Sonnenstrahlen wäre es daher möglich, daß über der Bodenschicht eine Schicht mit wenig oder gar nicht veränderter Gesamthelligkeit läge. Aus den Registrierungen der Gesamthelligkeit ist das nicht ohne weiteres ersichtlich, da

bei niedrigem Stand der Sonne nur ein Bruchteil ihrer direkten Strahlung (im Gegensatz zur Registrierung der vertikalen Himmelsstrahlung) registriert wird. Die Sonnenstrahlung geht bei großem Einfallswinkel gegenüber der diffusen Strahlung zu niedrig in die Registrierung ein. Da der prozentuale Anteil der direkten an der Gesamtstrahlung in Bodennähe am niedrigsten ist, wird die Fälschung hier am kleinsten, in großen Höhen am größten sein. Nimmt man die Intensität der Gesamthelligkeit in Fig. 11 und 12 in größeren Höhen als gleich stark an, so folgt daraus, daß oben die Strahlung größer ist als unten. Die Gesamthelligkeit nimmt also außerhalb der bodennahen Schicht nach oben hin auch weiter zu. Diese Folgerung wird durch die Auswertung des Abstieges Nr. 331 bestätigt (Fig. 14). Der Verlauf der Gesamthelligkeit zeigt oben ein Stück der Zunahme mit der Höhe. Die scheinbare Abnahme im übrigen Teil der Kurve ist lediglich eine Folge der starken zeitlichen Änderung der Einstrahlung. Während der Zeit des Drachenabstiegs von $1/26$ bis $1/27$ Uhr morgens nimmt nach der Aufzeichnung des Lindenberger Aktinographen die Einstrahlung um etwa 50 % zu.

Schlußbemerkung. Bei dieser Arbeit hat sich der Versuch die Helligkeitsregistrierungen in das Lindenberger Aufstiegsprogramm mit je einem Früh- und Spätaufstieg einzugliedern, als sehr nachteilig erwiesen. Die günstigste Tageszeit für Strahlungsmessungen ist diejenige von $11\frac{1}{2}$ bis $12\frac{1}{2}$ Uhr mittags. Diese Aufstiegszeit hat vor jeder anderen den Vorteil, daß man während ihr die Sonnenhöhe und damit auch die Helligkeit als konstant annehmen kann. Bei der Registrierung sind dann die Werte unabhängig von der Zeit, und man erhält nur eine Variation der Helligkeit durch die Änderung der Höhe. Die Sonne steht mittags auch relativ hoch und die Registrierung der Gesamthelligkeit wird durch Wolken weniger gefälscht. Verwendet man Ballonsonden für die Registrierungen, so ist man unabhängig vom Wind und erreicht größte Höhen. Es lohnt sich dann auch, die Messungen der vertikalen und gesamten Helligkeit auf andere Spektralbereiche auszudehnen.

Die Anregung zu vorliegender Arbeit gab Herr Professor Dr. M. Robitzsch. Herr Professor Dr. H. von Ficker gestattete die Durchführung der Arbeit am Aeronautischen Observatorium in Lindenberg. Die Angehörigen des Observatoriums waren bei der Durchführung der Arbeit behilflich. Der Registrierfilm wurde mir vom Goerz-Filmwerk zur Verfügung gestellt. Allen bin ich zu Dank verpflichtet.

Literatur

- 1) Das Königlich Preußische Aeronautische Observatorium Lindenberg, S. 152.
 - 2) Physik. Zeitschr. 1932, S. 513; Bergmann: Messungen an Selen-Sperrschicht-Photozellen.
 - 3) Enzyklopädie der Mathematischen Wissenschaft, Heft 5; Schönberg: Photometrie der Gestirne.
-

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXIII. Messung der Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche

Von R. Köhler — (Mit 14 Abbildungen)

Die Schwingungskennziffern eines großen Maschinengebäudes werden gemessen. Ihre Kenntnis dient zur Herabminderung der Gebäudeerschütterungen durch Maschinen. Durch Änderung der Drehzahl um 11 % bei der hauptsächlich störenden Maschine wird eine Herabminderung der Gebäudeschwingungen um 77 % erreicht. Die Anregung und Auswertung freier Eigenschwingungen erweist sich als besonders vorteilhaft.

Einleitung. Die neueren Arbeiten über Gebäudeschwingungen, insbesondere die von A. Ramspeck*) in Göttingen und J. A. Blume**) in Kalifornien durchgeführten Untersuchungen, haben den Nachweis erbracht, daß ein Gebäude als Ganzes mit bestimmten Eigenschwingzahlen in sich einheitlich zu schwingen vermag. Ein Gebäude befolgt die Gesetze eines schwach gedämpften Schwingers mit mehreren Freiheitsgraden, besitzt genau angebbare Resonanzkurven mit meist sehr steilen Gipfeln und schaukelt sich zu großen Schwingweiten auf, wenn es im Takt seiner Eigenschwingzahlen durch periodisch wirkende Kräfte, z. B. durch die Massendrucke schlecht ausgewuchteter Maschinen zu Schwingungen angeregt wird.

Die Schwingungskennziffern von Gebäuden lassen sich bisher in keiner Weise vorausberechnen, wohl aber kann man sie durch Untersuchungen mit Erschütterungsmessern bei stoßförmiger oder sinusförmig-stationärer Anregung des Gebäudes mit großer Genauigkeit ermitteln. Wie nützlich die Kenntnis der Lage der Resonanzgipfel bei einem Bauwerk sein kann und wie wichtig es ist, die Drehzahl großer Maschinen nicht in der Nähe einer Eigenschwingzahl des Gebäudes zu wählen, soll am Beispiel einer Kohlenwäsche gezeigt werden. In dieser Wäsche wurden von der „Forschungs- und Beratungsstelle für Boden- und Gebäudeschwingungen an der Westfälischen Berggewerkschaftskasse zu Bochum“ eingehende Schwingungsuntersuchungen durchgeführt mit dem Ziel, durch planmäßige Verstimmung der Maschinendrehzahlen gegen die Eigenschwingzahlen

*) A. Ramspeck: Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen, Zeitschr. f. Geophysik 9, 44—60 (1933); F. Gerecke u. A. Ramspeck: Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Februar 1933, Zeitschr. f. Geophysik 9, 342—349 (1933).

**) John A. Blume: A machine for setting structures and ground into forced vibration. Bull. Seism. Soc. Amer. 25, 361—380 (1935).

des Gebäudes die fühlbaren Erschütterungen des letzteren infolge des Maschinenbetriebes auf ein erträgliches Maß herabzudrücken. Die Hauptergebnisse dieser Untersuchungen sind im folgenden dargestellt.

Versuchsordnung. Grundriß und Vorderansicht des 40 m hohen und 72 m langen Wäschegebäudes, das aus Eisenträgerrahmen mit Ziegelmauerwerk-ausfüllung besteht, sind in Fig. 1 wiedergegeben. Zur Schwingungserregung

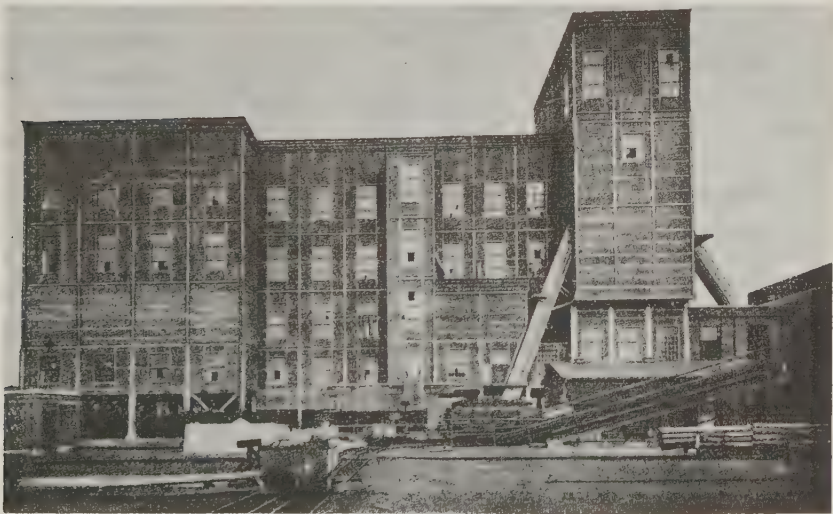
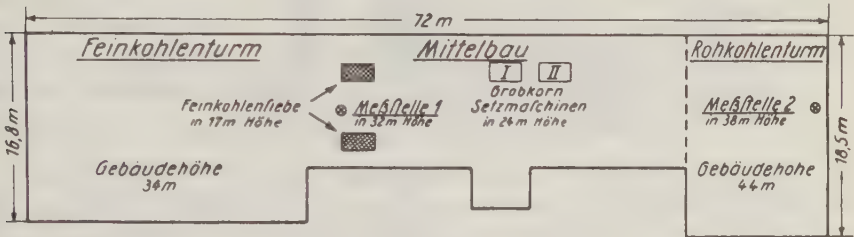


Fig. 1. Grundriß und Vorderansicht der untersuchten Kohlenwäsche

wurden geeignete Maschinen der Wäsche benutzt, nämlich die bei vollem Betrieb mit 160 U./Min. laufenden Feinkohlensiebe und zwei Grobkornsetzmaschinen mit einer größten Drehzahl von 71 U./Min. und 81 U./Min. Die Verwendung betriebseigener Maschinen bietet den Vorteil, daß die Versuchsbedingungen den Verhältnissen bei vollem Betrieb mit jeder gewünschten Genauigkeit nachgebildet werden können. Allerdings läßt sich bei derartigen Maschinen die Drehzahl nicht so genau einregeln und nicht so stetig ändern wie bei einer eigens für Schwingungsunter-

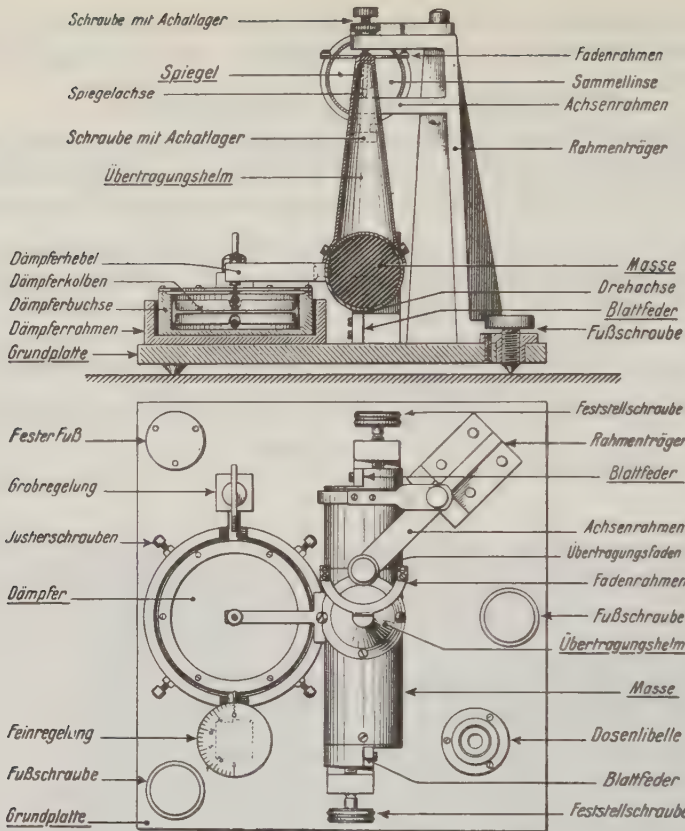


Fig. 2. Bei den Messungen benutzter Waagrecht-Erschütterungsmesser
Grund- und Aufriß. Maßstab 1 : 4

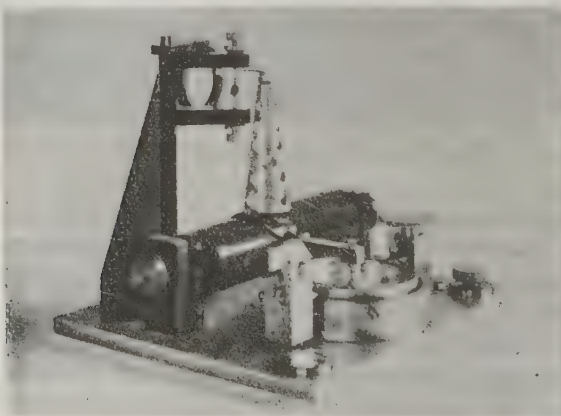


Fig. 3. Ansicht des Waagrecht-Erschütterungsmessers

suchungen gebauten Schwingungsmaschine. Infolgedessen mußten die Einzelversuche, insbesondere die Aufzeichnungen der Gebäudeerschütterungen beim allmählichen Anlaufen der Maschinen, häufig wiederholt werden. Außerdem wurden zur Ergänzung der Anlaufversuche die schwach gedämpft ausklingenden *freien* Eigenschwingungen der Wäsche angeregt und aufgezeichnet.

Die Messungen wurden an zwei verschiedenen, 45 m voneinander entfernten Punkten des Gebäudes vorgenommen (vgl. Fig. 1). Meßstelle 1 lag im Mittelbau nahe dem Feinkohlenturm in 32 m Höhe über dem Erdboden, Meßstelle 2 in 38 m Höhe nahe der Außenwand des Rohkohlenturmes. Gemessen wurden in erster Linie die waagerechten Bewegungen in der Längsrichtung und in der Querrichtung des Gebäudes, die wesentlich größer waren als die senkrechten Erschütterungen.

Meßgeräte. Die benutzten Waagerecht-Erschütterungsmesser*) sind in der Mechanischen Werkstatt der Erdbebenwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse von Herrn L. Grube gebaut worden, teilweise in Anlehnung an entsprechende Geräte des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. Die einzelnen Bauteile sind so starr gewählt, daß unerwünschte Eigenschwingungen nicht vorhanden sind. Wie die aufrichtige Darstellung in Fig. 2 zeigt, werden die tragenden Blattfedern auf Druck beansprucht. Die Rückstellkraft der Federn ist der Schwerkraft entgegengerichtet, so daß durch geeignete Wahl der Blattfedern jede gewünschte Eigenschwingzahl bis herunter zu $0.8 \text{ Hz} = 48 \text{ Schw./Min.}$ eingestellt werden kann. Die Dämpfungsvorrichtung — regelbare Luftdämpfung — ist so bemessen, daß auch für hohe Eigenschwingzahlen die Dämpfung noch aperiodisch ist.

Die Vergrößerung der Geräte ist bei 1 m Registrierabstand und 1 mm Durchmesser der Spiegelachse 7800fach. Im vorliegenden Fall wurde sie auf rund 120 herabgesetzt. Die Eichkurven der Geräte sind unmittelbar nach den Messungen auf einem Waagerecht-Schütteltisch neu bestimmt worden und in Fig. 4 dargestellt. Neben der sekundlichen Schwingzahl ist die Schwingzahl in der Minute eingetragen, die im folgenden ausschließlich benutzt wird, da die Drehzahlmesser der Maschinen in Schw./Min. geeicht waren.

Die Schwingungskennziffern der Kohlenwäsche. Die Gebäudebewegungen beim Anlaufen der *Feinkohlensiebe* veranschaulicht Fig. 5, die eine von vielen Aufzeichnungen wiedergibt und bereits alle wesentlichen Eigenschwingzahlen der Kohlenwäsche erkennen läßt. In der *Längsrichtung* des Gebäudes — obere Kurve — ist ein ausgesprochenes Resonanzmaximum bei einer Drehzahl von 115 U./Min. vorhanden. Die Bewegungen in der *Querrichtung* — untere Kurve — beginnen mit freien Eigenschwingungen von 72 Schw./Min., die durch böigen Wind, der die

*) Die Geräte sind beschrieben in: Untersuchungen über die durch Verkehr und Industrie verursachten Gebäudeerschütterungen. Mitt. d. Erdbebenwarte d. Westf. Berggewerkschaftskasse 1934/35.

Breitseite des Bauwerks mit voller Wucht traf, angeregt worden waren; ihnen überlagern sich winderregte freie Schwingungen von etwa 146 Schw./Min.

Die Drehzahl 72 U./Min. wird von den Feinkohlensieben so schnell durchlaufen, daß es zur Ausbildung eines Resonanzmaximums nicht kommt. Dagegen wird

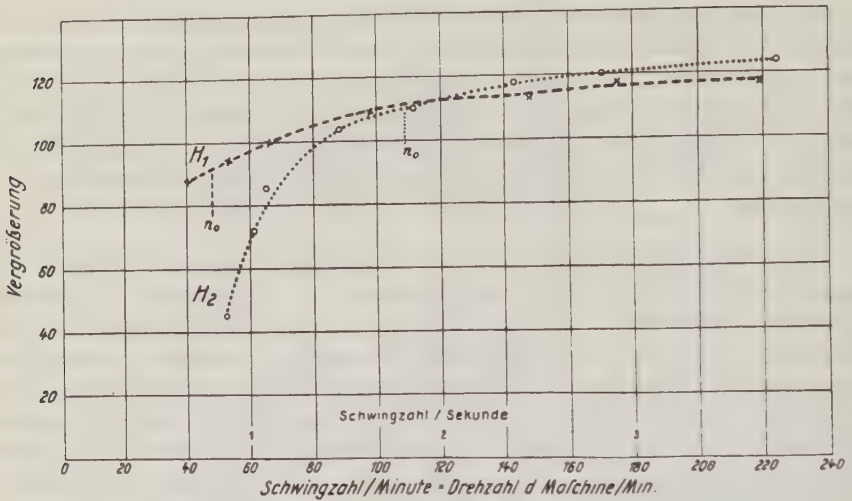


Fig. 4. Eichkurven der Waagrecht-Erschütterungsmesser H_1 und H_2 , gemessen auf dem Schütteltisch
 n_0 = Eigenschwingzahl des Gerätes

das Gebäude in der ersten Oberschwingung zu deutlich erkennbaren Resonanzbewegungen aufgeschaukelt, wenn die Siebe mit der Drehzahl 146 U./Min. laufen *).

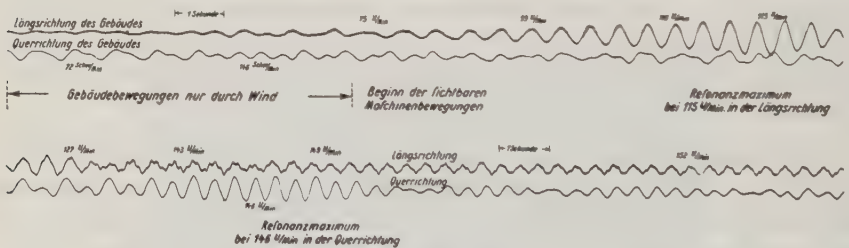


Fig. 5. Waagrechte Gebäudebewegungen an der Meßstelle 1 beim Anlaufen der Feinkohlensiebe

Obere Kurve: Bewegungen in der Längsrichtung des Gebäudes, aufgezeichnet mit H_1 ;
Untere Kurve: Bewegungen in der Querrichtung des Gebäudes, aufgezeichnet mit H_2

*) Der wahre Wert der Eigenschwingzahl für die Oberschwingung ist $72 \times 2 = 144$ Schw./Min. Der höhere Wert 146 Schw./Min. ist durch das benutzte Anlaufverfahren bedingt.

Den Verlauf der Resonanzkurve für die *Längsrichtung* des Gebäudes zeigt Fig. 6. Die Aufzeichnungen im Mittelbau und im Rohkohlenturm stimmen innerhalb der Meßfehler überein. Es handelt sich also bei diesen Gebäudebewegungen um Eigenschwingungen des *ganzen*, einheitlich in seiner Längsrichtung schwingenden Wäschegebäudes.

Der Verlauf der Resonanzkurve in der *Querrichtung* läßt sich aus den Aufzeichnungen beim Anlaufen der Feinkohlensiebe nur ungenau ableiten. Unterhalb 100 Schw./Min. wurden in der Querrichtung durch die Feinkohlensiebe über-

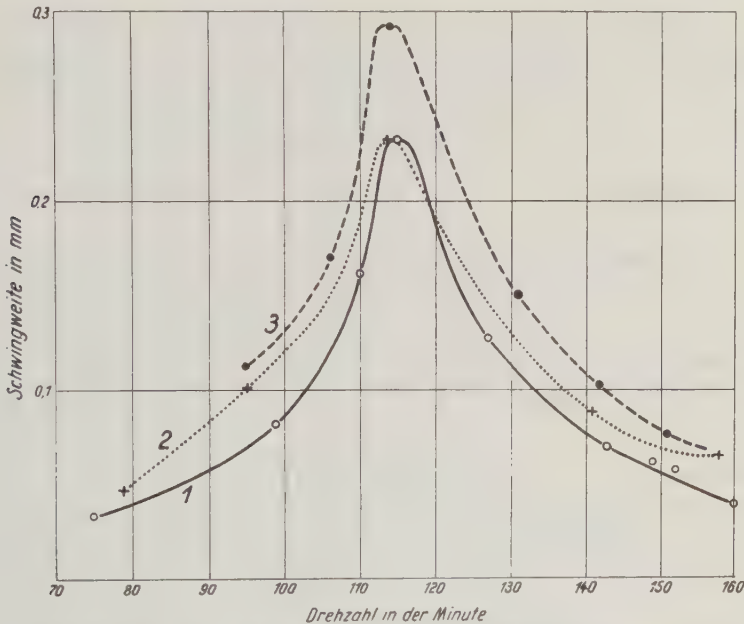


Fig. 6. Resonanzkurven der Wäsche in der Längsrichtung, aufgenommen beim Anlaufen der Feinkohlensiebe an zwei verschiedenen Stellen des Gebäudes

● ● ● mit H_2 an der Meßstelle 1, ○ ○ ○ mit H_1 an der Meßstelle 1, + + + mit H_2 an der Meßstelle 2. Kurve 1 entspricht der oberen Kurve in Fig. 5

haupt keine Schwingungen angeregt, die bei der im vorliegenden Falle benutzten, wegen der starken sonstigen Erschütterungen des Gebäudes geringen Vergrößerung meßbar gewesen wären. Große Schwingungen bei 70 bis 80 Schw./Min. erzeugten dagegen die Grobkornsetzmaschinen der Wäsche. Ihre Verwendung als Schwingungserreger bereitete jedoch insofern Schwierigkeiten, als die Drehzahlen der beiden Maschinen, die nicht getrennt eingeschaltet werden konnten, zunächst nicht gleich waren, sondern im konstanten Verhältnis 1.14:1 standen. Infolgedessen traten beim Anlaufen der Grobkornsetzmaschinen störende Schwebungserscheinungen auf.

Eine verhältnismäßig gut gelungene Aufzeichnung, in der gleichwohl schwache Schwebungsminima bei 63 und 69 U./Min. und ein starkes Minimum bei 75 U./Min. zu erkennen sind, ist in Fig. 7 wiedergegeben. Aus den in Fig. 8 als *leere Kreise* eingetragenen Werten, die sich bei der Auswertung dieser Aufzeichnung ergaben, läßt sich der Verlauf der Resonanzkurve allerdings nur angenähert entnehmen. Aus diesem Grunde wurden auch noch die schwach gedämpft ausklingenden *freien* Eigenschwingungen von 72 Schw./Min. durch plötzliches Abschalten der Grobkornsetzmaschinen angeregt, aufgezeichnet und ausgewertet, wie im letzten

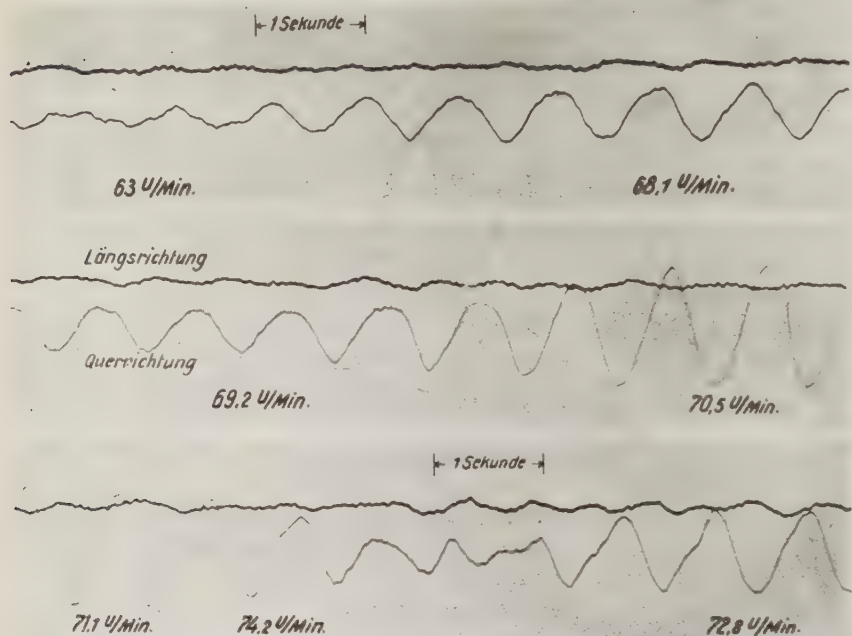


Fig. 7. Waagerechte Gebäudebewegungen beim Anlaufen der Grobkornsetzmaschinen, aufgezeichnet an der Meßstelle 1

Obere Kurve: In der Längsrichtung des Gebäudes. Untere Kurve: In der Querrichtung des Gebäudes

Abschnitt dieser Arbeit beschrieben wird. Aus den beobachteten Werten für die Eigenschwingzahl und die Dämpfung errechnet sich dann nach der Schwingungslehre die ausgezogene Kurve in Fig. 8.

Die durch *volle Kreise* gekennzeichneten Werte in Fig. 8 wurden zum Schluß der Schwingungsuntersuchungen gemessen, nachdem auf unsern Vorschlag die Maschine I zwecks Herabminderung der Erschütterungen so umgebaut worden war, daß sie die gleiche Drehzahl besaß wie die Maschine II. Nunmehr konnten bei gleicher und stufenweise konstanter Drehzahl beider Maschinen die Schwingweiten für verschiedene Drehzahlen recht genau ermittelt werden.

Bemerkenswert ist, daß die an der *Meßstelle 1* im Mittelbau gemessenen Werte — leere und volle Kreise — recht genau auf der ausgezogenen Resonanzkurve liegen, obwohl diese aus den Beobachtungen an der im Rohkohlenturm gelegenen *Meßstelle 2* berechnet worden ist. Der langgestreckte Mittelbau und der 10 m höhere und 7 m breitere*) Rohkohlenturm haben also auch in der Querrichtung eine gemeinsame Eigenschwingung von 72 Schw./Min. Daneben besitzt der Rohkohlenturm eine nur ihm eigentümliche Eigenschwingzahl 78 Schw./Min., von der später zu sprechen sein wird.

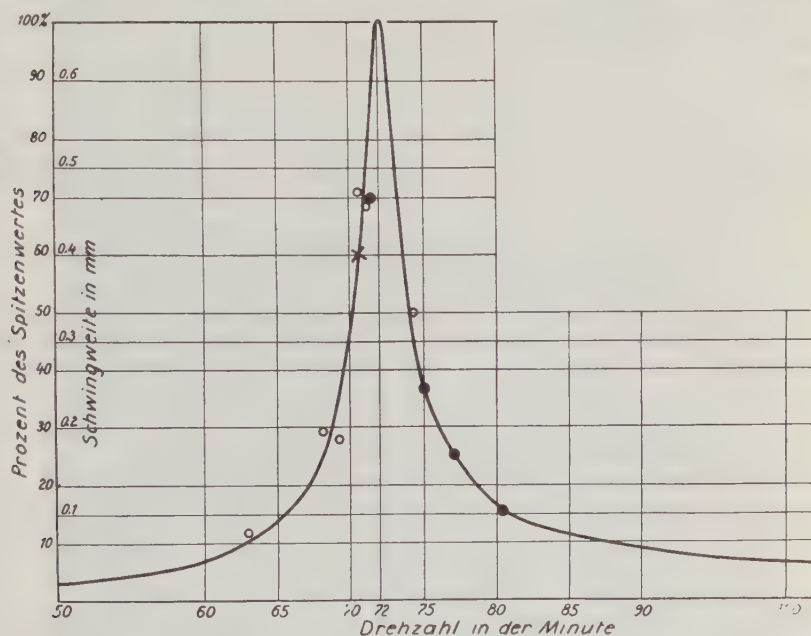


Fig. 8. Resonanzkurve in der Querrichtung des Gebäudes

Die ausgezogene Kurve ist berechnet aus den an der Meßstelle 2 beobachteten Werten der Eigenschwingzahl: 72 Schw./Min. und der Dämpfung: $\lambda = 1.1 : 1$

Die Einzelwerte sind an der Meßstelle 1 gemessen, und zwar ○○ beim Anlaufen der Maschinen, ●● bei stufenweise gleichbleibender Drehzahl der Maschinen

× entspricht 0.70 mm Schwingweite bei vollem Betrieb und voller Beschickung der Maschinen

Herabminderung der Gebäudeerschütterungen. Da die hier dargestellten Schwingungsuntersuchungen in erster Linie dazu dienen sollten, geeignete Maßnahmen zu finden, um die fühlbaren Schwingungen der Wäsche infolge des Maschinenbetriebes auf ein erträgliches Maß herabzumindern, so wurden die Erschütterungen des Gebäudes sowohl bei vollem Betrieb aller Maschinen als auch beim Betrieb jedes einzelnen Maschinensatzes eingehend untersucht.

*) Vgl. die Maßzahlen in Fig. 1.

Es ergab sich, daß von allen Erschütterungsursachen innerhalb und außerhalb der Wäsche — Setzmaschinen, Kohlsiebe, Schlamm-siebe, Becherwerke, Kompressoren, Fördermaschinen usw. — die Grobkornsetzmaschinen weitaus am stärksten wirkten. Zum Vergleich sind die größten bei den verschiedenen Erschütterungsursachen beobachteten Schwingweiten nachstehend zusammengestellt.

Erschütterungsursache	Schwingzahl Schw./Min.	Schwingweite mm
Grobkornsetzmaschinen in der Wäsche	71	0.7—0.9
Kompressoren im Kesselhaus in 40 m Entfernung	72	0.10
Feinkohlsiebe in der Wäsche	160	0.09
Anfahren des Förderkorbes im 40 m entfernten Schacht	208	0.07

Eine Aufzeichnung der Gebäudeschwingungen bei vollem Betrieb der beiden Grobkornsetzmaschinen ist in Fig. 9 wiedergegeben. Die Schwingungen erfolgen

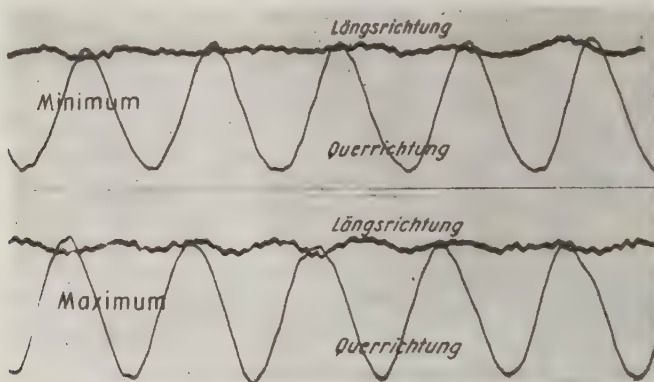


Fig. 9. Gebäudeschwingungen in der Längs- und Querrichtung beim Betrieb der Grobkornsetzmaschinen I und II

Schwingzahl der Gebäudebewegungen: 71 Schw./Min.
Drehzahl der Grobkornsetzmaschine I: 71 U./Min.
Drehzahl der Grobkornsetzmaschine II: 81 U./Min.

mit 71 Schw./Min., sind also ganz überwiegend durch die mit 71 U./Min. laufende Grobkornsetzmaschine I verursacht, während die Wirkung der genau gleichgebauten Grobkornsetzmaschine II mit der Drehzahl 81 U./Min. lediglich in geringfügigen Schwebungserscheinungen zum Ausdruck kommt.

Die nahezu sinusförmige Kurve in Fig. 9 ist entstanden aus einer sinusförmigen Schwingung von 71 Schw.-Min. mit der Schwingweite (Amplitude) A_1 , der eine gleichfalls sinusförmige Schwingung von 81 Schw./Min. mit der gegenüber A_1 kleinen Schwingweite A_2 überlagert ist. Da die Schwingweite im Schwebungsmaximum $A_{\max} = A_1 + A_2$ ist, entsprechend die Schwingweite im Schwebungsminimum $A_{\min} = |A_1 - A_2|$, so lassen sich A_1 und A_2 einzeln berechnen. Aus

den Werten für A_{\max} und A_{\min} in Fig. 9 ergibt sich $A_2/A_1 = 0.10$. Die Grobkornsetzmaschine I erschüttert also im vorliegenden Falle das Wäschegebäude etwa zehnmals stärker als die genau gleichgebaute und außerdem schneller arbeitende Maschine II, und zwar deshalb, weil ihre Drehzahl in der Nähe einer scharf ausgeprägten Gebäuderesonanz liegt.

Auf Grund dieses Ergebnisses wurde eine Erhöhung der Drehzahl der Grobkornsetzmaschine I vorgeschlagen. Eine Erniedrigung der Drehzahl hätte sich

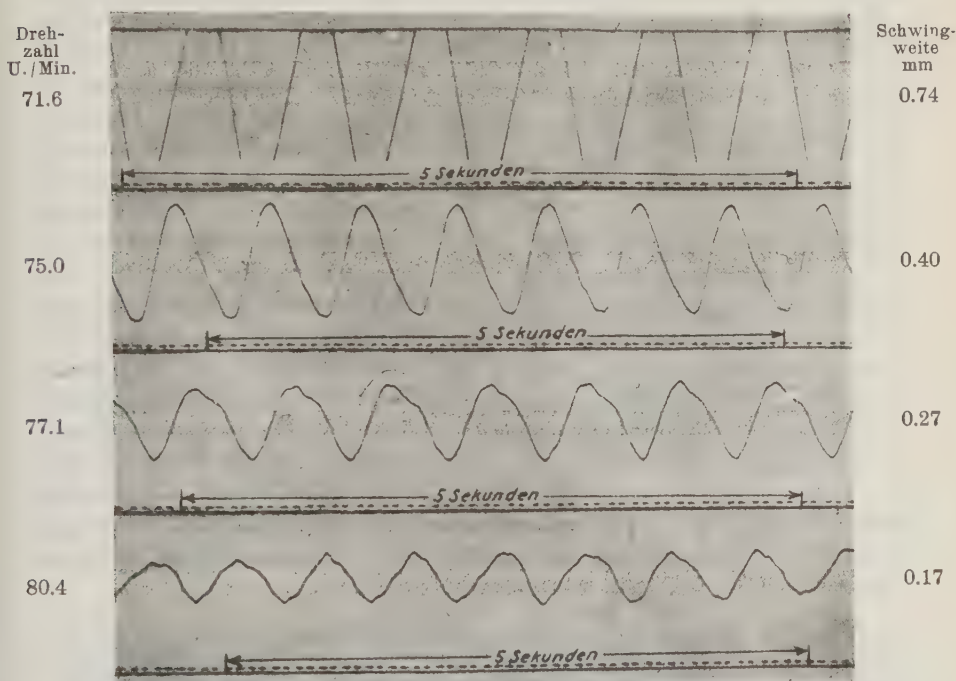


Fig. 10. Gebäudebewegungen in der Querrichtung bei genau gleicher, stufenweise konstanter Drehzahl der beiden Grobkornsetzmaschinen

Gemessen an der Meßstelle 1 nach erfolgter Drehzahländerung der Maschine I

zwar schwingungstechnisch günstiger ausgewirkt, wäre aber mit einer Minderung der Arbeitsleistung verbunden gewesen. Die Drehzahl wurde daraufhin von der Werkleitung durch Umbau der Riemenscheibe am Vorgelege auf 81 U./Min. erhöht, so daß beide Maschinen nunmehr mit genau gleicher Drehzahl liefen. Nach erfolgter Drehzahländerung wurden die Erschütterungen des Gebäudes bei stufenweise konstanter, gleicher Drehzahl beider Grobkornsetzmaschinen erneut gemessen.

Fig. 10 gibt Ausschnitte aus einer Meßreihe wieder, aus denen hervorgeht, daß bei einer Drehzahlerhöhung von 71.6 U./Min. auf 80.4 U./Min. die durch beide

Grobkornsetzmaschinen verursachten Gebäudeschwingungen von 0.74 mm auf 0.17 mm, also auf 23 % zurückgingen. Andere Meßreihen zeigen ähnliche, teilweise

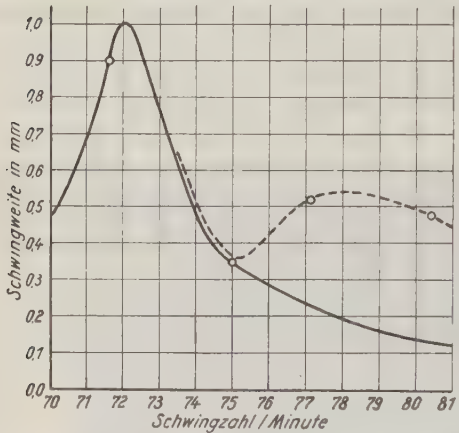


Fig. 11. Resonanzkurve des Rohkohlenturmes in der Querrichtung

- bei normalem, ---- bei abweichendem Schwingungsverhalten
- ○ Schwingweiten bei stufenweise konstanter Drehzahl der beiden Grobkornsetzmaschinen, beobachtet an der Meßstelle 2

noch günstigere Ergebnisse. Im Rohkohlenturm gingen allerdings die Schwingungen in einer Reihe von Fällen nur auf etwa 0.45 mm zurück. In Fig. 11 sind die Ergebnisse einer derartigen Meßreihe eingetragen. Das Gebäude schwingt auch in diesem Falle zunächst gemäß der für das ganze Gebäude gültigen ausgezogenen Resonanzkurve. Von 75 U./Min. aufwärts macht sich jedoch die bereits erwähnte, nur dem Rohkohlenturm eigentümliche Eigenschwingung von 78 Schw./Min. geltend. Dieses abweichende Verhalten des Rohkohlenturmes wurde in etwa 40 % der Fälle beobachtet. Durch häufige Wiederholung der Versuche bei 80 bis 81 U./Min. konnte festgestellt werden, daß der Rohkohlenturm sich entweder auf die niedrigen

Werte der eingipfeligen, ausgezogenen Resonanzkurve oder aber auf die wesentlich höheren Werte der zweigipfeligen, gestrichelten Kurve einschwingt. Zwischenwerte von 0.23 bis 0.45 mm wurden nicht beobachtet.

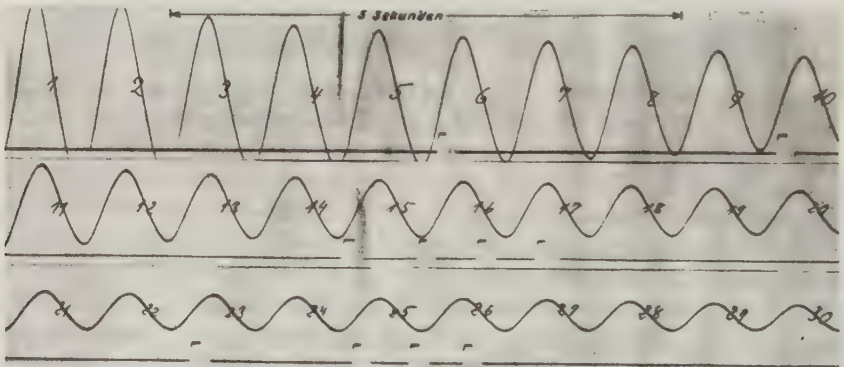


Fig. 12. Ungestört ausklingende freie Eigenschwingungen der Kohlenwäsche in der Querrichtung

Eigenschwingung $U_1 = 72$ Schw./Min., wachsend bis auf 73.5 Schw./Min.
Dämpfung $k_1 = 1.10:1$, sinkend bis auf $1.04:1$

Anregung und Auswertung der freien Eigenschwingungen. Für die Anregung der zur Ermittlung der ausgezogenen Resonanzkurve in Fig. 8 verwendeten aus-

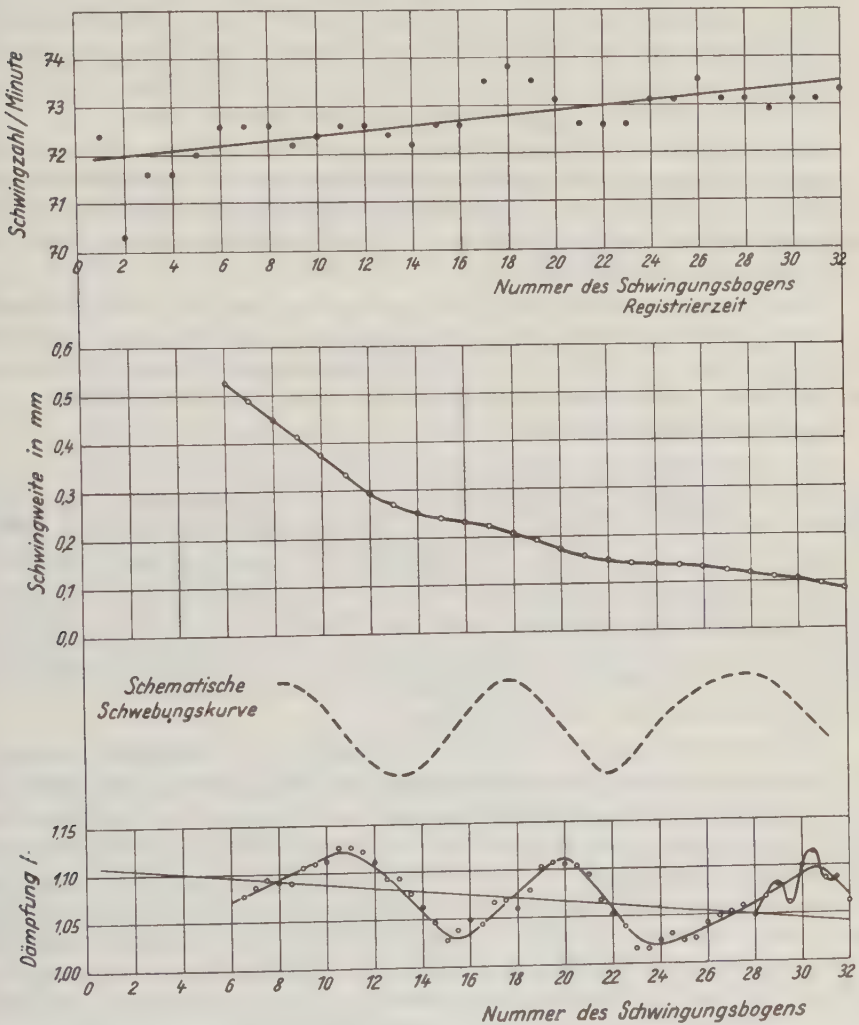


Fig. 13. Auswertung der in Fig. 12 wiedergegebenen ausklingenden freien Eigenschwingungen

klingsenden freien Eigenschwingungen wurde folgendes Verfahren benutzt. Die Grobkornsetzmaschinen wurden angenähert auf 72 U./Min. eingeregelt und alsdann, nachdem das Gebäude sich zu großen Resonanzschwingungen aufgeschaukelt hatte, möglichst rasch abgeschaltet. Sie kamen nach wenigen Sekunden zum

Stillstand, so daß die von ihnen angeregten Gebäudeschwingungen, nunmehr sich selbst überlassen, als schwach gedämpfte freie Eigenschwingungen ungestört ausklingen konnten.

Die Uraufzeichnung einer solchen Ausklingkurve ist in Fig. 12 wiedergegeben. Ihre in Fig. 13 niedergelegte Auswertung wird im folgenden ausführlich besprochen, um zu zeigen, daß sich aus dieser *einen* Aufzeichnung bereits eine Fülle von Schwingungseigenschaften des Gebäudes ableiten lassen.

Der Mittelwert der *Eigenschwingzahl* wächst mit der Zeit, d. h. mit abnehmender Schwingweite von 72.0 Schw./Min. bei 0.7 mm auf 73.5 Schw./Min. bei 0.1 mm. Diese Zunahme der Eigenschwingzahl mit abnehmender Schwingweite muß man beachten, wenn man Messungen bei verschiedener Schwingweite aufeinander beziehen will.

Die zum ersten und zweiten Schwingungsbogen gehörenden Schwingzahlwerte sind noch durch die auslaufende Maschine gefälscht, die folgenden schwanken mehr oder weniger regelmäßig um eine allmählich ansteigende Gerade. Die Schwankungen können größtenteils durch die weiter unten behandelten Schwebungserscheinungen erklärt werden.

Die *Schwingweite* der freien Eigenschwingungen von 72 Schw./Min. klingt angenähert nach einem Exponentialgesetz aus. Die Abweichungen von diesem Gesetz erfaßt man am besten, wenn man das *Dämpfungsverhältnis* k , d. h. das Verhältnis aufeinanderfolgender gleichgerichteter*) Schwingungsbogen berechnet. Die in der unteren Kurve eingetragenen Werte von k zeigen, daß die so berechnete Dämpfung regelmäßig schwankt. Diese Schwankungen sind durch Schwebungserscheinungen in der Ausklingkurve bedingt. Die Schwebungen sind allerdings so gering, daß die Schwingungen trotzdem stetig abnehmen, jedoch erfolgt der Abfall je nachdem mehr oder weniger steil.

Der Zusammenhang zwischen den auf die ungedämpfte Schwingung bezogenen Schwebungserscheinungen und den Schwankungen der Dämpfung wird durch die gestrichelt eingetragene schematische Kurve erläutert. Ein Maximum der Dämpfung entspricht dem Zeitpunkt des stärksten Abfalles der Schwingweiten, ein Minimum dem Zeitpunkt des schwächsten, durch den Anstieg der Schwingweiten nach dem Schwebungsmaximum hin gemilderten Abfalles. Die mittlere und damit gleichzeitig die wahre Dämpfung erhält man aus aufeinanderfolgenden Schwingungsbogen im Schwebungsmaximum und -minimum, wo die Schwingweiten lediglich infolge der Dämpfung, unbeeinflusst durch die Schwebung, abnehmen.

Im vorliegenden Falle wird die wahre Dämpfung mit abnehmender Schwingweite beträchtlich geringer. Man entnimmt der Darstellung in Fig. 13, daß einer Schwingweitenabnahme von 0.62 auf 0.12 mm eine Änderung der Dämpfung k von 1.10 auf 1.05, also ein Absinken des Dämpfungsdekrementes $\ln k$ auf die Hälfte

*) Diese Definition entspricht der in der Physik heute gebräuchlichen. Der in der Seismik außerdem noch benutzte Wert ε ist gleich \sqrt{k} . Die folgenden Rechnungen sind als Annäherungen anzusehen.

entspricht. Diese Dämpfungsabnahme kann in keiner Weise durch die in der oberen Kurve zum Ausdruck kommende Schwingzahlzunahme von 72.1 auf 73.3 Schw./Min. erklärt werden, wie folgende Überlegung zeigt.

Für einen Schwinger mit geschwindigkeitsproportionaler Dämpfung gilt nach Angenheister*) in entsprechender Umformung:

$$\frac{\varphi}{4\pi m} \cdot \frac{60}{U} = 0.733 \cdot \frac{1}{2} \cdot \log k,$$

wo φ proportional der Dämpfungskraft, m die Masse, $2m/\varphi$ also die Abklingzeit und U die *minutliche* Schwingzahl der gedämpften Eigenschwingung ist. Für zwei verschiedene Schwingzahlen U' und U'' und die bei konstanter Dämpfungskraft und Schwinger Masse ihnen zugehörigen Dämpfungswerte k' und k'' ergibt sich aus der Formel

$$\frac{\log k'}{\log k''} = \frac{U''}{U'}.$$

Dem beobachteten Wert $\frac{U'}{U''} = \frac{72.1}{73.3} = 0.985$ entspricht demnach eine Abnahme von $k' = 1.100$ auf $k'' = 1.098$. Die gemessene sehr viel stärkere Änderung der wahren mittleren Dämpfung muß daher wohl durch eine tatsächliche Abnahme der Dämpfungskraft mit der Schwingweite erklärt werden.

Auch die beobachteten Schwebungserscheinungen kann man rechnerisch verfolgen. Die Schwingzahlen U_2 und U_3 der überlagerten Schwingungen lassen sich angenähert ermitteln aus der für eine reine Schwebung, d. h. bei gleichen und konstanten Schwingweiten streng gültigen Formel für die Schwebungsdauer T_s :

$$T_s = \frac{60}{|U_1 - U_2|}.$$

Die mittlere Schwebungsdauer bestimmt sich aus der unteren Kurve in Fig. 13 zu 7.6 Sek. für die stärkeren und langsameren Schwebungen und zu 1.38 Sek. — $5\frac{1}{2}$ Schwebungen von dem Maximum beim Schwingungsbogen 10.7 bis zum Maximum beim Schwingungsbogen 19.9 — für die gerade noch erkennbaren schnelleren Schwebungen. Daraus folgt nach der vorstehenden Formel:

$$|U_1 - U_2| = 7.9 \quad |U_1 - U_3| = 43.5$$

oder bei

$$U_1 = 72.7 \text{ Schw./Min.},$$

$$U_2 = 80.6 \text{ Schw./Min.} \quad \text{oder} \quad 64.8 \text{ Schw./Min.},$$

$$U_3 = 116.2 \text{ Schw./Min.} \quad \text{oder} \quad 29.2 \text{ Schw./Min.}$$

In beiden Fällen ist der größere Wert der richtige. Für U_2 folgt das daraus, daß in den Schwebungsminima — siehe gestrichelte Kurve — die Schwingzahl —

*) G. Angenheister: Erdbebenwellen. Handb. d. Phys. 6.

siehe obere Kurve — gleichfalls ein Minimum besitzt. Das ist bekanntlich immer dann der Fall*), wenn die schnellere Schwingung die kleinere Schwingweite hat. Für $U_3 = 116$ statt 29 Schw./Min. spricht die gute Übereinstimmung dieses Wertes mit der Eigenschwingzahl 115 Schw./Min. in der Längsrichtung des Gebäudes.

Außer den eben berechneten *Schwingzahlen* U_2 und U_3 der überlagerten Schwingungen kann man auch ihre *Schwingweiten* A_2 und A_3 ermitteln. Der Gang der Rechnung ist im folgenden für A_2 , die größere von beiden, näher ausgeführt. Zur Vereinfachung wird dabei angenommen, daß die Abnahme von A_2 infolge der Dämpfung in der jeweils der Rechnung zugrunde gelegten kleinen Zeitspanne zwischen Schwebungsmaximum und -minimum vernachlässigt, A_2 also für die Rechnung als konstant angesehen werden kann.

Da die Schwingweite der resultierenden Schwingung im Schwebungsminimum gleich $A_1 - A_2 = A_{\min}$, im Schwebungsmaximum gleich $A_1 + A_2 = A_{\max}$ ist, so ergibt sich für die Dämpfung k_1 von A_1 , die in Fig. 13 unten als gerade Linie eingetragen ist, die folgende Beziehung:

$$\frac{A_{1\max}}{A_{1\min}} = \frac{A_{\max} - A_{2\min}}{A_{\min} + A_{2\min}} = \bar{k}_1^p,$$

wobei $\bar{k}_1 = \frac{k_{1\max} + k_{1\min}}{2}$, d. h. gleich dem Mittelwert der Dämpfung im untersuchten Abschnitt gesetzt ist und p die Anzahl der Schwingungsbogen zwischen den gemessenen Werten A_{\max} und A_{\min} bedeutet. Da im untersuchten Abschnitt

$$A_{2\max} \cong A_{2\min} \cong A_2$$

ist, so kann man vereinfachend schreiben:

$$\frac{A_{\max} - A_2}{A_{\min} + A_2} = \bar{k}_1^p$$

oder

$$A_2 = \frac{A_{\max} - A_{\min} \cdot \bar{k}_1^p}{1 + \bar{k}_1^p}.$$

Diese Formel gilt, wenn A_{\max} zeitlich früher liegt als A_{\min} . Für den umgekehrten Fall erhält man in entsprechender Weise

$$\frac{A_{\min} + A_2}{A_{\max} - A_2} = \bar{k}_1^p$$

oder

$$A_2 = \frac{A_{\max} \cdot \bar{k}_1^p - A_{\min}}{1 + \bar{k}_1^p}.$$

*) Vgl. H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphysik 17, 1, S. 33.

Alle Werte in diesen Formeln außer A_2 lassen sich der Fig. 13 bzw. der Aufzeichnung in Fig. 12 entnehmen, so daß A_2 berechnet werden kann. Die nachstehende Zahlentafel gibt zusammengehörige Werte für verschiedene Abschnitte der Ausklingkurve wieder. Außer der *Anzahl* p der Schwingungsbogen ist auch die *Nummer* des Schwingungsbogens im Schwebungsminimum als N_{\min} und im Schwebungsmaximum als N_{\max} angegeben, so daß die der Berechnung zugrundegelegten Werte in Abb. 13 aufgesucht und nachgeprüft werden können.

Gemessene Schwingweite	Nummer des Schwingungsbogens	Gemessene Schwingweite	Nummer des Schwingungsbogens	Anzahl der Schwingungsbogen p
im Schwebungsmaximum		im Schwebungsminimum		
A_{\max} mm	N_{\max}	A_{\min} mm	N_{\min}	
0.455	7.8	0.265	13.2	5.4
0.215	17.6	0.265	13.2	4.4
0.215	17.6	0.149	21.8	4.2
0.122	27.6	0.149	21.8	5.8

Mittlere Dämpfung k_1 von A_1 im untersuchten Abschnitt	Schwingweite A_2 der überlagerten Schwingung	
	mm	% von A_1
1.085	0.017	4.7
1.075	0.013	5.4
1.066	0.009	4.8
1.059	0.009	6.5
	Mittel: 5.4	

Die in der vorletzten und letzten Spalte der Zahlentafel aufgeführten, für A_2 berechneten Werte betragen rund $\frac{1}{20}$ der Schwingweite von A_1 im untersuchten Bereich und nehmen allmählich mit der Zeit ab. Ihre Dämpfung läßt sich berechnen. Durch Benutzung des ersten und dritten Wertes von A_2 erhält man

$$\frac{0.017}{0.009} = k^{9.2}; \quad k = 1.072$$

aus dem ersten und vierten Wert von A_2

$$\frac{0.017}{0.009} = k^{14.2}; \quad k = 1.046.$$

Die Schwingweite der U_3 -Schwingung kann man genau so berechnen, wie das eben für die A_2 -Schwingung gezeigt worden ist. Legt man der Rechnung den 30. bis 31. Schwingungsbogen, wo die überlagerten schnellen Schwingungen am deutlichsten zu erkennen sind, zugrunde, so ergibt sich $A_3 = 0.001$ mm, das ist 1 % von A_1 . Die Schwingweite 0.001 mm entspricht 0.1 mm in der Uraufzeichnung. Große Genauigkeit darf man diesem Wert also nicht beimessen. Er kann ebenso gut auch halb so groß sein.

Zum Schluß sollen die beobachteten *Schwankungen der Schwingzahl* noch kurz erörtert werden. Nach der Schwingungslehre ist die Schwingzahl der durch Überlagerung entstandenen resultierenden Schwingung nicht konstant. Sie ändert sich im Takt der Schwebungen um den Betrag*)

$$\frac{|U_1 - U_2|}{60} \cdot \frac{2A_1 \cdot A_2}{A_1^2 - A_2^2}.$$

Auf Grund dieser Formel kann man abschätzen, welche Schwingzahl-schwankungen für die obere Kurve der Fig. 13 zu erwarten sind. Aus $|U_1 - U_2| = 7.9$ und $A_2/A_1 = 0.054$ ergibt sich die Schwankung zu 1.42 %, entsprechend einer größten Änderung von 72.5 auf 73.5 Schw./Min. Eine derartige Änderung im Takt der langsamen Schwebungen ist mit den beobachteten Werten gut vereinbar. Für die schnellere Schwebung errechnet sich aus $U_1 - U_3 = 43.5$ und $A_3/A_1 = 0.01$ die Schwankung zu 1.45 %. Schnelle Schwankungen der Schwingzahl von diesem Ausmaß wurden nicht gemessen, der errechnete Wert $A_3/A_1 = 0.001$ mm = 1 % ist also noch zu groß.

Die vorstehenden Darlegungen zeigen, daß man durch genaue Beobachtung der ausklingenden freien Eigenschwingungen eines Gebäudes bereits eine Vielzahl der Schwingungseigenschaften desselben ermitteln kann. Im vorliegenden Fall ergab sich:

Eigenschwingzahl des ganzen Gebäudes in der Querrichtung:

$$U_1 = 72 \text{ Schw./Min.};$$

ferner: $U_1 = f_1(A_1), k_1 = F_1(A_1) = 1.10 + \frac{dk_1}{dA_1}.$

Eigenschwingzahl des Rohkohlenturmes in der Querrichtung:

$$U_2 = 80.6 \text{ Schw./Min.};$$

ferner: $k_2 = 1.06$

und, nur für dieses Beispiel gültig:

$$A_2/A_1 = 0.054.$$

Eigenschwingzahl des ganzen Gebäudes in der Längsrichtung:

$$U_3 = 116 \text{ Schw./Min.};$$

ferner, nur für dieses Beispiel gültig:

$$A_3/A_1 \sim 0.01.$$

Rechnet man die nur dem Rohkohlenturm eigentümliche Schwingzahl $U_2 = 80.6$ Schw./Min., beobachtet bei $A_2 = 0.015$ mm, auf die großen störenden Schwingungen der Grobkornsetzmaschinen um, so ergibt sich, wenn man die

*) Vgl. H. Martin, l. c.

prozentische Änderung von U_2 mit der Schwingweite der bei U_1 beobachteten gleichsetzt, eine Abnahme von U_2 um 2.4 % bei Anwachsen der Schwingweiten auf 0.4 mm. Der so errechnete Wert 78.2 U./Min. ist bereits auf S. 158 zur Erklärung des zusätzlichen, nur im Rohkohlenturm beobachteten Resonanzmaximums bei 78 U./Min. herangezogen worden.

Zum Schluß sei noch auf eine andere, an der gleichen Meßstelle aufgezeichnete Ausklingkurve hingewiesen, die in Fig. 14 wiedergegeben ist. Die Auswertung

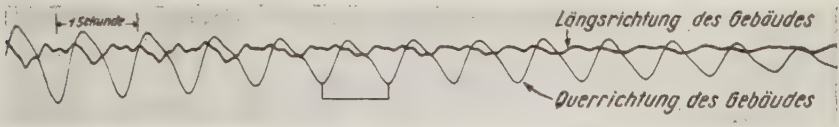


Fig. 14. Ausklingende freie Eigenschwingungen von 72 Schw./Min., überlagert mit der Oberschwingung 144 Schw./Min.

Der mit — bezeichnete Ausschnitt wurde harmonisch zergliedert

zeigt, daß auch in diesem Falle eine zweite Eigenschwingung von 81 U./Min. überlagert ist, außerdem aber die Oberschwingung 144 Schw./Min. Die harmonische Zergliederung der in Fig. 14 hervorgehobenen vollen Schwingung ergab folgende Werte:

Nr. der Teilschwingung . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Schwingweite in mm. . .	10.2	2.0	0.3	0.2	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1	0.1
Phasenwinkel in Grad . .	273	203	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Die Schwingweite der Oberschwingung ist also genau $\frac{1}{5}$ der Grundschiwingung. Die als Schwingweite der 3., 4. usw. Teilschwingung erscheinenden Werte dürften von der bei der harmonischen Zergliederung nicht erfaßbaren unharmonischen Schwingung 81 Schw./Min. herrühren. Dagegen kann der Einfluß der Dämpfung auf das Ergebnis vernachlässigt werden, da die der harmonischen Zergliederung unterworfenen Schwingung einer solchen Stelle in der Aufzeichnung entnommen wurde, an der das Abklingen infolge Dämpfung durch das Anschwellen infolge der Schwebung gerade ausgeglichen wird.

Zusammenfassung. Die Schwingungskennziffern einer 40 m hohen, 72 m langen Kohlenwäsche wurden durch Anlaufversuche mit betriebseigenen Maschinen gemessen. Das weitverzweigte Bauwerk schwingt sowohl in der Längsrichtung wie in der Querrichtung vorwiegend mit Eigenschwingungszahlen, die dem Gebäude als Ganzes eigentümlich sind.

Aus den gemessenen Resonanzkurven wurden geeignete Maßnahmen zur Bekämpfung der Gebäudeerschütterungen infolge des Maschinenbetriebes abgeleitet, erfolgreich durchgeführt und in ihrer Wirkung nachgeprüft. Eine Drehzahlhöhung um 11 % bei der am meisten störenden Grobkornsetzmaschine bewirkte eine Herabminderung der Gebäudeschwingungen um 77 %.

Die Auswertung der freien Eigenschwingungen, die durch plötzliches Abschalten der Maschinen angeregt wurden, läßt die Schwingungseigenschaften des Gebäudes besonders deutlich hervortreten.

Dem Leiter der Abteilung „Geophysikalische Warten“ der Westfälischen Berggewerkschaftskasse, der die Forschungsstelle für Boden- und Gebäudeschwingungen angegliedert ist, Herrn Markscheider Löhr, danke ich herzlich für Hilfe und Rat bei der Planung, Ausführung und Bearbeitung der vorliegenden Untersuchungen. Herr Professor Angenheister hatte mich in entgegenkommender Weise für diese und andere Forschungsarbeiten beurlaubt. Dafür und für wertvolle Hinweise bei der Abfassung des Textes möchte ich ihm auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Bochum, im April 1936.

Die Temperatur am Boden des grönländischen Inlandeises

Von Kurt Wegener, Graz — (Mit 1 Abbildung)

Die Temperatur am Boden von Inlandeis ist durch die Temperatur der Eisoberfläche die Eisdicke und den Wärmestrom nach unten, durch die Schmelztemperatur nach oben begrenzt. Am Boden des Inlandeises herrscht Schmelztemperatur

Die Grundlage der hier vorgelegten Arbeit, die April 1933 abgeschlossen war, aber aus äußeren Gründen liegen blieb, bilden die glaziologischen Beobachtungen der „Deutschen Grönland-Expedition Alfred Wegener“, die jetzt, abgesehen von einzelnen noch ausstehenden Beobachtungen, publiziert vorliegen, insbesondere im Band I (Schneepegel-Beobachtungen und Schneefegen), Band II (Eisdickenmessungen) und Band III (Glaziologie) der „Ergebnisse“. Weil die Arbeit rein theoretischen Charakter hat, wird sie im Einverständnis mit der Deutschen Forschungsgemeinschaft außerhalb der „Ergebnisse“ veröffentlicht. Inzwischen ist die ausgezeichnete Arbeit von Lagally: „Mechanik und Thermodynamik des stationären Gletschers“, Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft, 1934, erschienen, die einige ähnliche Überlegungen allgemeinsten Art bringt.

Die hauptsächlichsten Daten über das grönländische Inlandeis, die hier verwendet werden, sind folgende:

Randabstand:	Weststation	40	60	80	120	400 km
Höhe etwa:	950	1600	1800	2000	2200	3000 m
Eisdicke:	600	1200	1000—1500	1600	1800	— m
	neben der Station					
Temperatur an der Eis-						
oberfläche etwa:	— 11	— 17	— 19	— 21	— 23	— 31° C

1. *Die Reibungswärme.* Erfährt ein Körper von der Masse M über die Strecke h eine Beschleunigung g , so vermindert sich seine potentielle Energie oder Energie der Lage um den Betrag

$$M g h.$$

Diese Energie kann offenbar nicht verschwinden, sondern wird nur umgesetzt, und zwar 1. in kinetische oder Bewegungsenergie

$$\frac{M c^2}{2},$$

wo c die Geschwindigkeit ist, und 2. Wärmeenergie $M \cdot A \cdot Q$, wo A der Robert Mayersche Umrechnungsfaktor und Q die erzeugte Wärmemenge in Kalorien ist. Also gilt

$$\left. \begin{aligned} M g h &= \frac{M c^2}{2} + M A Q \\ g h &= \frac{1}{2} c^2 + A \cdot Q \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

weil keine Energie verschwinden kann. Von elektrischen und magnetischen Begleiterscheinungen und Strahlung ist hierbei abgesehen.

Bei einem (fiktiven) reibungslosen Vorgang wird das zweite Glied $M \cdot A \cdot Q = 0$ und

$$c = \sqrt{2 \cdot g \cdot h}.$$

Dies gilt für den freien Fall im luftleeren Raum ebenso wie für die ideale Pendelschwingung; für jede andere Beschleunigung ebenso wie für die Schwerebeschleunigung; c ist also nicht richtungsbedingt.

Das Eis, das sich von 2000 m Höhe bei einer genäherten Schwerebeschleunigung von 10 m/sec^2 zum Meeresniveau *ohne Reibung* abgesenkt hätte, müßte dann eine Geschwindigkeit

$$c = \sqrt{2 \cdot 10 \cdot 2000} = 200 \text{ m/sec}$$

besitzen. Die maximale Fließgeschwindigkeit beträgt aber 20 bis 30 m/Tag! Die Umwandlung potentieller in kinetische Energie ist also beim Eise so klein, daß wir die kinetische Energie unbedenklich vernachlässigen können. Die potentielle Energie wird fast vollständig in Wärme verwandelt.

Nach den heutigen Vorstellungen der Physik ist Wärme molekulare Bewegung.

Das erste Glied unserer Gleichung betraf die Bewegung, die allen Molekülen unserer Masse gleichzeitig in gleicher Richtung und in gleichem Maße zusätzlich erteilt wird. Diese Bewegung allein sind wir gewöhnt Bewegung zu nennen. Die zweite Form der Bewegung messen wir als Wärme, sie wird in unserem Falle durch Reibung hervorgerufen. Die Moleküle werden hierdurch in Flüssigkeiten und Gasen ungeordnet durcheinander geworfen, ihre Bewegung ist zwar (bei kon-

stanter Temperatur) statistisch der Größe nach definiert, die Richtung aber so verschieden, daß keine „Bewegung“ der Masse im ganzen zustande kommt.

Bei Kristallen (Eis) schwingen die Moleküle zwar in Gittern. Aber die Kristalle selbst sind ungeordnet, so daß die Molekülbewegungen, wenn wir größere Gruppen von Kristallen betrachten, dann doch ungeordnet erscheinen.

Wir hatten gesehen, daß beim Abwärtsfließen zäher Eismassen das erste Glied der rechten Seite unserer Gleichung (1) sehr klein wird. Wir setzen dieses Glied = 0. Dann muß offenbar die Zunahme der ungeordneten Bewegung der Moleküle, die wir als Wärmebewegung auffassen, ebenso groß sein, als wir vorher die gemeinsame geordnete reibungslose Bewegung berechnet hatten.

Mit einer Arbeitsleistung von 427 m · kg können wir 1 kg-Cal produzieren.

Wir wählen in Formel (1) $M \cdot g \cdot h = 427 \text{ m} \cdot \text{kg}$ bei Normalschwere: sinkt 1 kg-Gewicht irgendwelchen Materials um 427 m ($h = 427$) und kann $\frac{M \cdot c^2}{2}$ vernachlässigt werden, so wird der Masseneinheit in jeder festen oder flüssigen Masse 1 Kalorie durch Reibung zugeführt.

Cal	1	2	3	4	5	6	7	8
h	427	854	1281	1708	2135	2562	2989	3416
Δt_{Eis}	2	4	6	8	10	12	14	16° C

Die wirklich zugeführte Wärme ist um verschwindende Bruchteile kleiner, weil Bewegung in jedem Falle stattfindet. Es läßt sich nicht unterscheiden, ob die Wärme einfach durch Deformierung des Körpers oder durch Reibung an Gleitschichten oder am Boden erzeugt wurde. Wir können nur die Gesamterzeugung feststellen, von der bei gemeinsamer Bewegung ein Teil nach außen, beim Eise an den Boden, abgegeben oder örtlich zusammengedrängt werden könnte.

Setzen wir nun die spezifische Wärme des Eises, d. h. die Wärmemenge, die wir der Masseneinheit zuführen müssen, um sie um 1° zu erwärmen, $= \frac{1}{2}$ (cal), so brauchen wir die Kalorienzahl der obigen Liste, die den Höhenverlust h gibt, nur mit 2 multiplizieren, um die dazugehörige Temperaturerhöhung Δt im Eis zu erhalten. *Die Wärmeproduktion im Gletscher durch Reibung ist lediglich eine Funktion des Höhenverlustes.*

Die energetische Temperaturhöhenstufe im Eis ist damit $-427/2 = -213 \text{ m}$ pro Grad, wenn wir die Höhe nach oben, wie üblich, positiv rechnen, und das energetische Temperaturgefälle $-0.005^\circ/\text{m}$.

Eis, das aus 2135 m Höhe in Grönland zum Meeresniveau abjinkt, hat also durch Reibung 5 Cal gewonnen, seine Temperatur ist um 10° gestiegen, d. h. von etwa -22 auf -12° . Die Reibungswärme im Inlandeis Grönlands kann im extremen Falle bei einem Höhenverlust von etwa 3000 m und einer Temperatur von -31° nicht mehr bewirken als eine Erwärmung um etwa 15° , auf etwa -16° . Dabei ist noch vorausgesetzt, daß an den Boden keine Reibungswärme abgegeben wird. Wahrscheinlich wird sich die Wärmeproduktion durch Reibung in den unteren Schichten des Eises häufen auf Kosten der oberen.

2. *Der aus der Erde austretende Wärmestrom.* Setzen wir den aus der Erde austretenden Wärmestrom q im ungefähren Mittelwert an

$$q = 17 \cdot 10^{-7} [\text{g-cal cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}],$$

die Wärmeleitfähigkeit des Eises

$$\lambda = 57 \cdot 10^{-4} [\text{g cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1} \cdot \text{cm}],$$

so ist allgemein

$$q = \lambda \cdot \gamma,$$

wo γ das Temperaturgefälle ist. Also ist im Inlandeis für den vollen Erdstrom

$$\gamma = \frac{q}{\lambda} = \frac{17 \cdot 10^{-7}}{57 \cdot 10^{-4}} = 0.3 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{Grad}}{\text{cm}} \right]$$

oder, mit Rücksicht auf die Richtung $= -0.03 \left[\frac{\text{Grad}}{\text{m}} \right]$, was praktisch mit dem Temperaturgefälle im festen Boden übereinstimmt.

Das Temperaturgefälle im Eis, das durch den Erdstrom erzeugt werden kann, ist also (negativ) sechsmal größer als das energetische Temperaturgefälle, die Höhenstufe also sechsmal kleiner.

Dieser Wärmestrom kann nun an sich offenbar gar keine Änderung der Temperatur des Inlandeises bewirken, ebenso wie in den Gesteinsschichten der Erdoberfläche. Er bewirkt ein lineares Temperaturgefälle, das bei ruhendem Eis unverändert bestehen bleiben würde durch die Wärmezufuhr unten und Wärmeentziehung oben. Das Eis der Oberfläche kann durch ihn nur erwärmt werden, wenn es in ihn hinabsteigt.

Eine Erwärmung des Inlandeises im ganzen durch die Erdwärme könnte infolge des Abflusses des Inlandeises zur Küste eintreten, falls die Temperatur des Bodens unter dem Eis dort höher wäre. Das könnte einmal der Fall sein, wenn etwa die Wassermassen an der Küste ein horizontales Temperaturgefälle im Felsboden Grönlands hervorrufen, und ferner, wenn Inland unter dem Eise größere Höhen erreicht werden. Eine um 100 m größere Höhe der Gesteinsoberfläche würde, bei konstanter geothermischer Tiefenstufe, unter dem Inlandeis bereits eine um rund 3° tiefere Temperatur ergeben als am Rande (geothermische Höhenstufe $\cong 30 \text{ m/Grad}$).

3. Die Frage, welche Temperaturen wir am Boden des Inlandeises zu erwarten haben, sieht zunächst problematisch aus. Wir können mit Sicherheit feststellen, daß unter allen Umständen die Temperatur am Boden des Inlandeises nicht höher sein kann als die Schmelztemperatur des Eises, d. h. bei 120 km Randabstand tiefer sein muß als -1.2° . (Bei 1800 m Eisdicke oder unter 170 Atm. Druck beträgt die Schmelzpunktserniedrigung 1.2° .) Die Beobachtungen der Oberflächentemperatur des Eises ergeben für Eismitte -31° , für 120 km Randabstand etwa -23° Jahresdurchschnitt (interpoliert zwischen Weststation und Eismitte). Die

Eismächtigkeit von Eismitte ist unsicher: die bei 120 km beträgt rund 1800 m. Wenn der volle Erdstrom q das Eis passiert, muß offenbar das berechnete Temperaturgefälle von $-0.08^{\circ}/\text{m}$ vorhanden sein, wobei wir das energetische Temperaturgefälle vernachlässigen; d. h. also am Boden des Eises würde eine Temperatur herrschen, die bei 120 km um $0.08 \cdot 1800 = 54^{\circ}$ höher wäre ($+31^{\circ}\text{C}$). Da dort aber höchstens Schmelztemperatur (-1.2°) herrschen kann, ergibt sich, daß nur ein Teil des Erdstroms das Eis passiert, d. h. also ein Teil des Erdstroms muß am Boden des Eises verbraucht worden sein für Schmelzung, mit anderen Worten, *wir haben am Boden des Eises Schmelztemperatur von -1.2°* . Falls am Boden des Eises nur die Schmelztemperatur erreicht sein sollte, aber keine Schmelzung stattfände, müßte der aus der Erde kommende Wärmestrom unter dem grönländischen Eis nur 22/54 des normalen sein, was sehr unwahrscheinlich ist. Bei normalem Erdstrom muß rund die Hälfte zur Schmelzung von Eis am Boden verbraucht werden.

Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß bei der bisherigen Diskussion von Gletschertemperaturen offensichtlich ein Mißverständnis unterlaufen ist, insofern, als man dem Wärmestrom der Erde eine Erwärmung des Inlandeises zuschiebt. Wir sind hier zu dem Ergebnis gekommen, daß sich die Erwärmung, die von der Reibung herrührt, exakt bestimmen läßt, daß dagegen der Wärmestrom der Erde keine Änderung in der Temperatur des Eises herbeiführen kann, außer wenn wir an der Basis des Eises verschiedene Temperaturen für Küste und Inland annehmen oder das im Wärmestrom absteigende Eis betrachten. Am Boden des Inlandeises herrscht Schmelztemperatur, und wahrscheinlich — an den Stellen, an denen die Eisdicke bestimmt wurde, bestimmt — Abschmelzung; bei 120 km Randabstand in 2300 m Höhe, bei 1800 m Eisdicke, von etwa 0.4 cm/Jahr.

Für den Wärmestrom der Erde gilt allgemein

$$q = \lambda \cdot \gamma.$$

Da q und λ im Eis praktisch konstant bleiben, bleibt auch $\gamma = \frac{\Delta t}{\Delta h}$ konstant,

also wird $\Delta h = \frac{\Delta t}{\gamma} = \frac{\Delta t \cdot \lambda}{q}$ und in Zahlen

$$\Delta h = \frac{\Delta t}{0.08} = \frac{100 \cdot \Delta t}{8} [\text{m}] \quad \dots \dots \dots (2)$$

Δh ist die maximale Eishöhe, die ein Gletscher haben kann, wenn durch ihn der volle Erdstrom passiert, sobald wir für Δt die Differenz zwischen Schmelzpunkts-temperatur und Temperatur der Eisoberfläche oder angenähert die Temperatur der Oberfläche des Eises einsetzen, unter Vernachlässigung der Schmelzpunkts-

erniedrigung durch Druck. Also für -30° z. B. wird $\Delta h = -\frac{100 \cdot 30}{8} = 1000 \text{ m}$

Tiefe. Bei 120 km Randabstand ist die Temperatur oben etwa -23° , die maximale Eisdicke, durch die der volle Erdstrom gehen könnte, also etwa 800 m. Gemessen

wurden 1800 m, folglich wird hier etwa der halbe Erdstrom für Schmelzung verbraucht, und am Boden herrscht Schmelztemperatur.

Würde zwischen 800 und 1800 m Tiefe Isothermie herrschen, so müßte der Erdstrom ganz am Boden verbraucht werden, weil durch isothermes Material kein Wärmestrom läuft. Dann würde bei 800 m, wo d^2t/dh^2 von 0 verschieden ist, Abkühlung wirksam, bis von der Oberfläche bis zum Boden gleichmäßiges Temperaturgefälle herrschen würde.

Für Eismitte bei einer Außentemperatur von -31° dürfte die Eisdicke nicht mehr als etwa 1000 m betragen, wenn der volle Erdstrom das Eis passieren sollte. Die Eismächtigkeit in Eismitte konnte nicht zuverlässig bestimmt werden, es ist aber offenbar ganz unwahrscheinlich, daß sie < 1000 m ist.

Also auch dort ist wohl Schmelztemperatur am Boden genügend gesichert und Abschmelzung wahrscheinlich. Wird $\Delta h > \frac{\Delta t \cdot \lambda}{q}$, so muß Abschmelzung eintreten. Temperaturen unterhalb des Schmelzpunktes können am Boden des Inlandeises nur da auftreten, wo $\Delta h < \frac{\Delta t \cdot \lambda}{q}$ ist. Für sämtliche Eisdickenmessungen der Expedition ist $\Delta h > \frac{\Delta t \cdot \lambda}{q}$.

An einigen Stellen der Nordhalbkugel, wie z. B. in Nord-Sibirien, finden sich Eiskörper, die sich unter dem Schutz einer Erdkruste von 1 bis 2 m seit Jahrtausenden konserviert haben. Gleichung (2) gibt uns die Möglichkeit, die maximal mögliche Dicke Δh dieser Eisschichten zu berechnen, wenn wir die Mitteltemperatur der Erdoberfläche (als Näherung) für Δt einsetzen.

4. *Die Temperatur im Inlandeis.* Der Schacht in Eismitte reichte nur bis 16 m Tiefe und kann uns offenbar, da die Jahresperiode weiter hinabreicht, keine Auskunft über die Temperaturverteilung im Innern des Eises geben, um so mehr, als ja die obersten Firnschichten, die erst in etwa 70 m Tiefe die Dichte von Eis erreichen, ziemlich luftdurchlässig sind und sich infolgedessen mehr oder weniger der Temperatur der Außenluft anpassen bzw. λ verändern.

Die von Brockamp angegebene Methode, die seismischen Wellen, deren Geschwindigkeit von der Temperatur des Eises abhängt, zur Temperaturbestimmung zu benutzen, wird dadurch eingeschränkt, daß die Geschwindigkeit der Wellen mit der Tiefe nur wenig zunimmt, so daß seine tiefsten Wellen nur etwa 200 m unter die Oberfläche hinabgetaucht sind. Die Beobachtungen endlich an der Weststation und ebenso die Beobachtungen von meinem Bruder Alfred und J. P. Koch auf dem Storstrøm in Ost-Grönland zeigen ein starkes Gefälle von $-0.1^{\circ}/\text{m}$ an der Oberfläche, das offenbar von der starken Ausstrahlung der Eisoberfläche herrührt. Im Storstrøm wurde in der Tiefe eine Verlangsamung des Gefälles gefunden.

Es sei in Fig. 1 AB die Luft- und Oberflächentemperatur des Inlandeises; das Temperaturgefälle $\frac{dt}{dh} = \gamma_1$ ist längs der Oberfläche des Inlandeises

$$\gamma_1 = -0,010 \text{ [Grad} \cdot \text{m}^{-1}\text{]},$$

das von der Abschmelzung unten übrigbleibende, vom Erdstrom herrührende Temperaturgefälle im Eis ist ungefähr

$$\gamma = -0,015 \text{ [Grad} \cdot \text{m}^{-1}\text{]},$$

wenn der halbe Erdstrom zur Schmelzung am Boden verbraucht wird. Die Temperatur im Inlandeis bei 120 km Randabstand (etwa 2300 m Höhe) ist dann angenähert AC , wo C die Schmelztemperatur ist. Dicht an der Eisoberfläche A ist das Gefälle im Eis etwas vermindert durch die dauernde Auflagerung neuer

Schneesichten von konstanter Temperatur. Die jährliche Auflagerung beträgt etwa 1 m Schnee ($\frac{1}{3}$ m Eis), der Temperaturgradient ändert sich hierdurch, d^2t/dh^2 ist nicht mehr 0. Aber die hieraus folgende Temperaturänderung wandert im Schnee mit rund 10 m/Jahr, gegen $\frac{1}{3}$ m Eisauftragung. Der Gradient kann also nirgends 0 werden durch die Auflagerung vom Schnee.

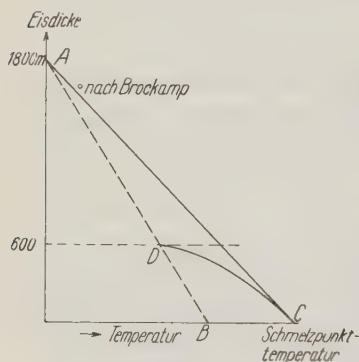


Fig. 1

Die Fließfähigkeit des Eises wächst mit der Temperatur. Der Hauptabfluß des Eises vollzieht sich also in der Tiefe. Am Eisrande, wo die kalte Oberflächenschicht nur dünn ist, wird diese stückweise mitgenommen, wobei

Spalten aufgerissen werden. Im Innern, von 60 km Randabstand an, reicht die Reibung der nur noch schwachen Strömung in der Tiefe nicht mehr aus, um die hier dickere kalte Oberflächenschicht zu zerreißen. Diese ruht wie eine dicke Eisschicht auf einem strömenden Fluß. Der Grenzwert wird bei 60 km Randabstand in 1800 m Höhe erreicht. Oberhalb wird die Oberfläche nicht mehr zerrissen.

Die Temperatur des Eises, das nach dem Rande infolge des Abflusses seine Dicke vermindert, und der Abschmelzung unten, im Sommer schließlich auch oben, unterliegt, ändert sich beim Zusammensinken ungefähr längs der Graden AC . AC wird in dem Maße steiler, bei unveränderter Lage von C , in dem mehr Erdstrom zur Eisschmelze am Boden des Eises verbraucht wird. An den Ausflüssen des Inlandeises ist der Temperaturverlauf im Eis in der Nähe der Sohle wohl fast isotherm, d. h. praktisch der gesamte Erdstrom wird an der Sohle zur Eisschmelzung verbraucht. Die Temperatur der Oberfläche aber ändert sich längs der Linie AB , so daß wir im Randgebiet die Temperaturkurve DC erhalten, mit starkem Temperaturgefälle an der Oberfläche, wie es die Beobachtungen bestätigen.

Störung der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude

Von **Hansgeorg Müller**, Göttingen. — (Mit 13 Abbildungen)

Zur Aufstellung eines Böenschreibers wurde mit einem Windmeßgerät (für Neigung und Druck) das Strömungsbild über dem Geophysikalischen Institut in Göttingen untersucht. Aus den Aufzeichnungen der Windgeschwindigkeit und gleichzeitigen Temperaturregistrierungen wurde der thermische und dynamische Austauschkoeffizient berechnet und miteinander verglichen.

Einleitung. Die Messung der vertikalen Windgeschwindigkeit an einem festen Punkt, deren meteorologische und fliegerische Bedeutung oft genug betont ist, trat bisher aus instrumentellen Schwierigkeiten gegenüber der Messung der horizontalen Komponenten des Windes stark zurück. Dagegen wurden in besonderen Fällen Messungen von Strombahnen mit Hilfe von ausgewogenen und nicht ausgewogenen Ballonen¹⁾ und Rauchfahnen²⁾ in Segelfluggeländen ausgeführt. Die genannten Methoden geben in erster Linie das Strömungsbild an dem betreffenden Hang wieder, die Vertikalgeschwindigkeiten müssen nachträglich berechnet werden. Man erhält die *Bahn* eines *einzelnen* Luftteilchens, es gelingt aber nicht, den zeitlichen Verlauf der Vertikalkomponente des Windes am festen Ort zu messen.

Die Fragestellung der hier beschriebenen Untersuchung entsprang in erster Linie einem praktischen Bedürfnis. Es handelte sich darum, den Gebäudeeinfluß auf die Windströmung festzustellen, um den günstigsten Platz für die Aufstellung eines Böenschreibers zu finden, eine im Wetterdienst sehr wichtige Aufgabe. Insbesondere wurde hier die günstigste Aufstellung auf dem Geophysikalischen Institut gesucht.

Nachdem das vertikale Strömungsbild festgestellt war, lag es nahe, den dynamischen Austausch aus den Messungen der Vertikalkomponente des Windes in diesem besonders gestörten Gebiet des Turmes zu bestimmen, und den aus gleichzeitigen Temperaturmessungen gewonnenen thermischen Austausch damit zu vergleichen.

1. Apparatur. Kopp³⁾ hat wohl zuerst ein Gerät entwickelt, das brauchbare Messungen der Vertikalkomponente des Windes gestattet. Es ist nach der „Methode des festen Punktes in der Atmosphäre“ an einem mit dem Drachendraht verspannten Hilfsdraht aufgehängt. Es wurde aus dem Grönländischen Leichtwindgerät³⁾ für horizontale Windschwankungen entwickelt und besteht im wesentlichen aus einem Flügel mit symmetrischem Profil, der sich in einem Rahmen um eine horizontale Achse drehen kann. Auf einer im Innern befindlichen Trommel wird die Windneigung und der Winddruck aufgezeichnet. Der Innenaufbau, mit der Vorrichtung für Dämpfung und lineare Aufzeichnung der beiden gemessenen

Größen, ist allerdings für ein Feldinstrument reichlich kompliziert. Ebenso erscheint das Gerät etwas zu groß, denn bei seinen Ausmaßen sind sehr große Drachen erforderlich.

a) Aus diesen eben genannten Gründen wurde ein ähnliches Gerät, jedoch kleiner und einfacher, entwickelt. Als Baumaterial wurde sowohl für den Rahmen

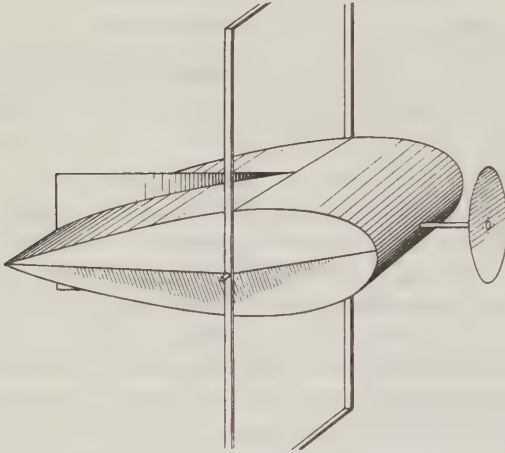


Fig. 1. Das Windmeßgerät für Windschwankungen in der Vertikalen

und das Gehäuse, wie auch für den Innenaufbau soweit wie möglich Aluminium verwendet. Um genaues Einstellen in die Stromrichtung zu erhalten und störende Wirbel zu vermeiden, wurde das symmetrische Profil des Koppischen Gerätes beibehalten.

Im Gegensatz zum Koppischen Gerät wird die Registriertrommel nicht elektrisch, sondern durch ein Uhrwerk angetrieben. Das Uhrwerk dreht die Trommel vom Durchmesser $d = 9.56$ cm in einer halben Stunde einmal, so daß die Registriergeschwindigkeit 1.0 cm/min beträgt. Der Gang des Uhrwerks ist vor dem Einbau bei Neigung und Beschleunigung kontrolliert worden. Das Instrument wurde zu den einzelnen Messungen entweder ganz ausgewogen, so daß es in jeder Lage im Gleichgewicht war, oder es wurde ihm eine zusätzliche Richtkraft gegeben, die es immer wieder in die horizontale

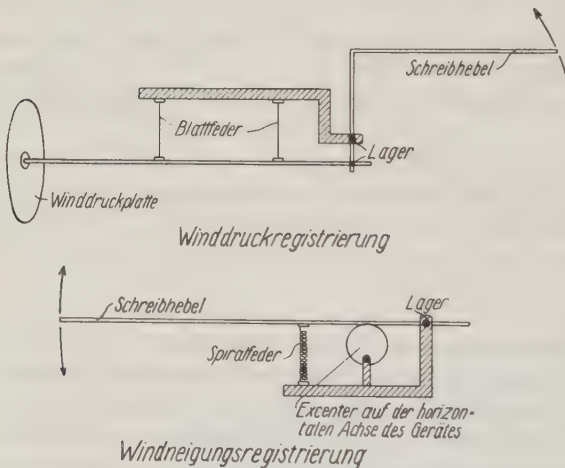


Fig. 2. Das Windmeßgerät, schematisch

Lage zurücktrieb. Die Feinregulierung des Gewichtsenausgleiches wurde mit zwei kleinen Laufgewichten, eins in der Horizontalen in der Längsrichtung des Ge-

rätes, das andere in der Vertikalen verschiebbar, erreicht. Um ein möglichst genaues Einstellen in die horizontalen Windschwankungen zu erzielen, wurden dem Gehäuse zwei Leitbleche aufgesetzt.

Die Windgeschwindigkeits- und Windneigungsregistrierung. Die Windgeschwindigkeit wird als Funktion des Winddruckes aufgezeichnet. Auf eine lineare Aufzeichnung des Winddruckes wurde zugunsten der größeren Einfachheit verzichtet. Verschiedene Versuche, eine möglichst reibungslose Aufzeichnung zu erhalten, führten schließlich zu einer Konstruktion, deren Prinzip in Fig. 2 dargestellt ist.

Die Stärke der Blattfedern ist so dimensioniert, daß Windgeschwindigkeiten von 3 m/sec bis zu 20 m/sec mit einer Genauigkeit von ± 0.5 m/sec gemessen werden können. Auf den Bereich unter 3 m/sec wurde verzichtet, es ist aber ein leichtes, das Gerät durch Auswechseln der Blattfedern auch für Schwachwindmessungen geeignet zu machen.

Die Aufzeichnung der Windneigung ist, durch den Exzenter bedingt, nicht linear. Die Skala drängt sich für große Neigungswinkel zusammen, wie aus Fig. 7 hervorgeht. In dem Bereich von 0 bis 60° kann man bequem 1° ablesen, über 60° ist die Genauigkeit geringer. Neigungen über 60° kommen außerdem in den Aufzeichnungen kaum vor. Da für die Strömungsuntersuchungen und die Austauschberechnungen eine Richtungsangabe auf 5° genügt, ist die Ablesegenauigkeit ausreichend.

b) *Eichung des Instruments.* 1. *Winddruckplatte.* Auf den Aufzeichnungen soll die Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Windneigung ausgewertet werden. Die Druckplatte zeigt aber den Winddruck p an, ihr Ausschlag ist also proportional mit p und

$$p = a \cdot v^2.$$

Der Faktor a ist für verschiedene Druckplattenformen verschieden, nach Lindenberger Messungen schwankt er zwischen $\frac{1}{8.2}$ und $\frac{1}{16}$. Die Bestimmung dieses Form-

faktors für das verwendete Gerät wurde im Windstrom eines kräftigen Ventilators, der durch einen provisorischen Gleichrichter genügend laminar gemacht wurde, durchgeführt. Die Windgeschwindigkeit selbst wurde mit einem geeichten Schalenkreuz gemessen. Nach Kenntnis des Faktors a wurde die Eichung der Druckplatte durch Gewichtsbelastung ausgeführt. Der Faden an dem die Gewichte befestigt sind, wird über eine am Instrument angebrachte Rolle derart geführt, daß der Zug unabhängig von der Neigung des Gerätes genau in Richtung der Senkrechten auf die Druckplatte wirkt. Wenn man das Gerät um die horizontale Achse dreht, verändert die Schreibfeder der Winddruckaufzeichnung ihre Nullage, weil das Gewicht der Druckplatte als Zug bzw. Druck auf die Blattfedern wirkt. Um diese Erscheinung zu eliminieren, muß die Eichung nicht nur bei waagerechter Lage, sondern auch bei verschiedenen Neigungen des Gerätes durchgeführt werden.

Ausgeführt wurde die Eichung bei 30° und 60° nach oben und unten, man erhält dann fünf Kurven, die übereinander liegen; der Abstand der Kurven hängt

von dem Gewicht der Druckplatte ab. Die Eichkurve wird für g -Belastung pro Ausschlag der Druckplatte gezeichnet und dann nach Multiplikation mit dem Faktor a umgezeichnet in m/sec pro Ausschlag der Druckplatte.

2. *Neigungseichung.* An dem Rahmen, in dem das Gerät drehbar aufgehängt ist, wird ein Winkelmesser befestigt. Das Instrument wird von 90° nach oben über 0° nach 90° nach unten gedreht, auf der Trommel wird der zugehörige Ausschlag abgelesen und die Eichkurve für Ausschlag pro Grad Neigung gezeichnet.

c) *Eigenschaften des Instruments.* Das Koppssche Instrument war so ausgewogen, daß es in jeder Lage im Gleichgewicht war. Im vorliegenden Falle wurde die Mehrzahl der Versuche mit nicht ausgewogenem Gerät unternommen. Das Gerät hat dann durch exzentrische Schwerpunktlage (unter der horizontalen

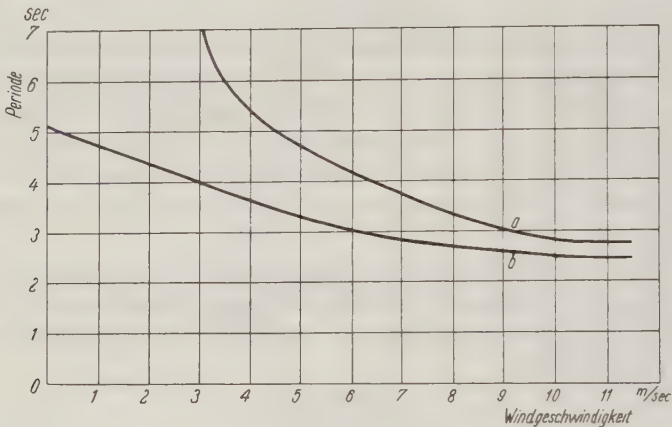


Fig. 3. Änderung der Schwingungsdauer mit wachsender Windgeschwindigkeit

Achse) eine zusätzliche Richtkraft D_i erhalten, die es in die horizontale Lage zurücktreibt. Bei dem beschriebenen Gerät genügen schon sehr schwache Winde (1 bis 2 m/sec), um es in die Strömung einzustellen. Das nicht ausgewogene Instrument hat eine Eigenperiode T , die sich bei ruhender Luft leicht feststellen läßt. Zur Messung der Windschwankungen und der Windperiode muß T bekannt sein. Sie ist gegeben durch die Formel

$$T^2 = \frac{\pi^2 K}{D_a + D_i}.$$

K = Trägheitsmoment, T = Periode, D_a = äußere Richtkraft, D_i = innere Richtkraft.

Bei Windstille ist T bestimmt durch die Schwerpunktlage im Instrument, d. h. durch die innere Richtkraft D_i . Hat das Gerät keine zusätzliche Richtkraft (ausgewogen, $D_i = 0$), so ist für $v = 0$ m/sec $T = \infty$, mit wachsender Richtkraft D_i nimmt T quadratisch ab. Außerdem nimmt T mit der zunehmenden Wind-

geschwindigkeit v ab (äußere Richtkraft). Das Gerät mußte nun nach zwei Seiten hin untersucht werden. Einmal mußte geprüft werden, wie das Instrument als selbstschwingendes System von bestimmter Eigenperiode eine erzwungene Schwingung (die hier die Windströmung ist) wiedergibt, und zweitens, wie sich das Instrument in die mittlere Strömungsrichtung einstellt.

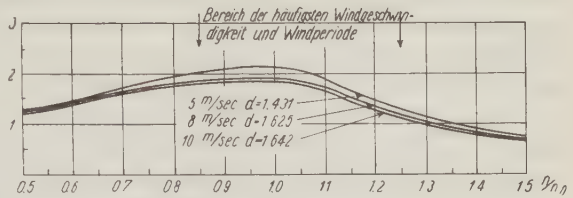


Fig. 4
Resonanzkurve des Gerätes mit innerer Richtkraft

Das Verhalten des Gerätes gegenüber einer erzwungenen Schwingung geht aus den Fig. 3, 4 und 5 hervor.

Die Resonanzkurve ist in Fig. 4 dargestellt, außerdem ist in dieser Figur der Bereich der häufigsten Windperioden angegeben, soweit sie mit dem Gerät gemessen wurden. Einen Überblick über die gemessenen Windperioden und Windgeschwindigkeiten gibt Fig. 5.

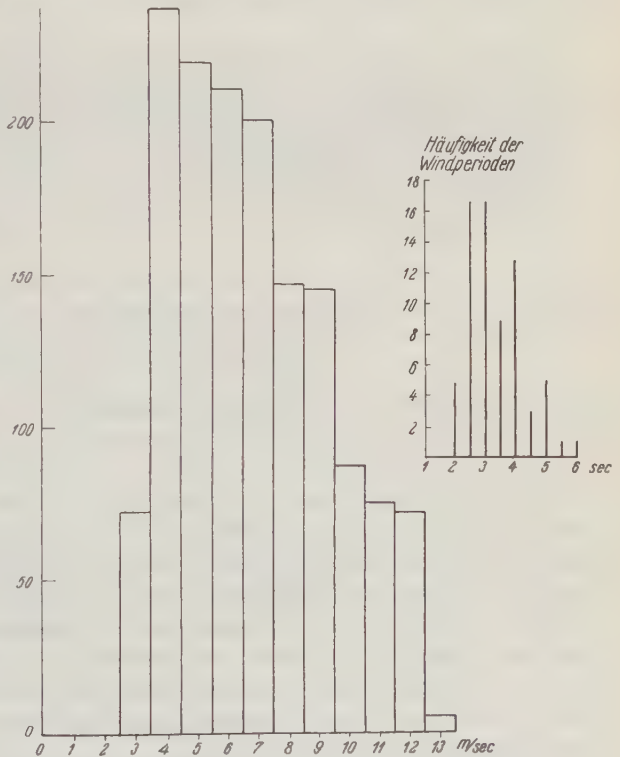


Fig. 5. Häufigkeit der Windgeschwindigkeiten und Windperioden in den ausgewerteten Intervallen

Danach zeigt sich, daß in dem benutzten Periodenintervall die Empfindlichkeit des Instruments praktisch von der Periodenlänge unabhängig ist. Die Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit der Eigenperiode des Gerätes von der Windgeschwindigkeit. Ist die innere Direktionskraft $D_i = 0$ (Kurve a), so bleibt die äußere Direktionskraft D_a durch den Windstrom allein wirksam. Geht v gegen 0, so muß daher die Eigenperiode T gegen ∞ gehen, ist dagegen $D_i > 0$ (Kurve b), so besitzt das

Gerät auch für die Geschwindigkeit $v = 0$ m/sec eine endliche Eigenperiode T . Bei hohen Windgeschwindigkeiten überwiegt immer mehr die äußere Richtkraft D_a , so daß beide Kurven zusammenfallen und beide gegen die Periode 0 für die Windgeschwindigkeit $v = \infty$ gehen müssen. Aus der Fig. 3 geht hervor, daß bei einer Windgeschwindigkeit v von rund 4 m/sec $D_i = D_a$ ist, und daß bei einer Windgeschwindigkeit von $v = 11$ m/sec D_i gegen D_a zu vernachlässigen ist. Aus der Fig. 3 ergibt sich auch der Grund für die Einführung der zusätzlichen Richtkraft D_i . Gemessen wurde in dem Bereich zwischen 3 bis 13 m/sec, in diesem Bereich ändert sich die Eigenperiode T des Gerätes mit innerer Richtkraft D_i von 4 bis 2.5 sec, die des Gerätes ohne innere Richtkraft ($D_i = 0$) von 7 bis 2.5 sec.

Die Einstellung in die mittlere Stromrichtung wurde mit Hilfe von Rauchfahnen, die das Gerät umströmten, untersucht. Trotz der zusätzlichen Richtkraft $D_i > 0$ stellte sich das Gerät gut in die Stromrichtung ein. Das gleiche ergibt sich

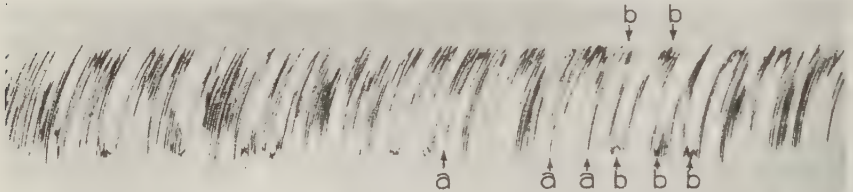


Fig. 6. Strömung am Haus

Starkes langperiodisches Schwanken der Windgeschwindigkeit, das sich in der dazugehörigen Windneigung ausprägt (bei b). Ferner kurzes Schwanken (bei a), das auf Pendeln des Gerätes bei plötzlich abflauendem Wind zurückzuführen ist

aus Vergleichsmessungen, bei denen teilweise $D_i = 0$ und teilweise $D_i > 0$ war. Für $D_i > 0$ werden lediglich die Schwankungen mit sehr kleinen Amplituden (nur wenige Grade) unterdrückt.

Ein Nachteil der zusätzlichen Richtkraft D_i ist das Pendeln bei abflauendem Wind. Wenn z. B. bei einer beliebigen Windstärke und einer beliebigen Windneigung der Wind plötzlich abflaut, dann treibt die Direktionskraft das Gerät in die Nullage, bevor es aber in dieser zur Ruhe kommt, pendelt es über sie hinaus (Fig. 6 bei a), entweder ein- oder mehrmals, das hängt ganz von der Windgeschwindigkeitsdifferenz ab. Es zeichnet also Schwankungen in der Windneigung auf, die in Wirklichkeit gar nicht vorhanden sind, man kann sie jedoch an ihrer ganz charakteristischen Form und Periode als solche erkennen, zumal die Windgeschwindigkeit gleichzeitig registriert wird.

Umgekehrt treten auch bei Winddruckzunahme, wenn diese plötzlich genug erfolgt, Neigungsschwankungen auf, diese sind aber tatsächlich reell und bedeuten das Einstellen des Gerätes in die dem stärkeren Winddruck entsprechende Strömungsrichtung (Fig. 6 bei b). Derartige Erscheinungen treten allerdings nach den Erfahrungen nur an Gebäuden oder ähnlichen Hindernissen auf; im freien Felde sind sie nicht zu finden.

Das Beispiel einer Windneigungsregistrierung zeigt Fig. 7. In dieser Figur ist eine gleichzeitige optische Registrierung der Windgeschwindigkeit und der Temperatur mit der entsprechenden Registrierung der Windneigung zusammen-

Windvektor im
Vertikalschnitt

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54 55 56 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100

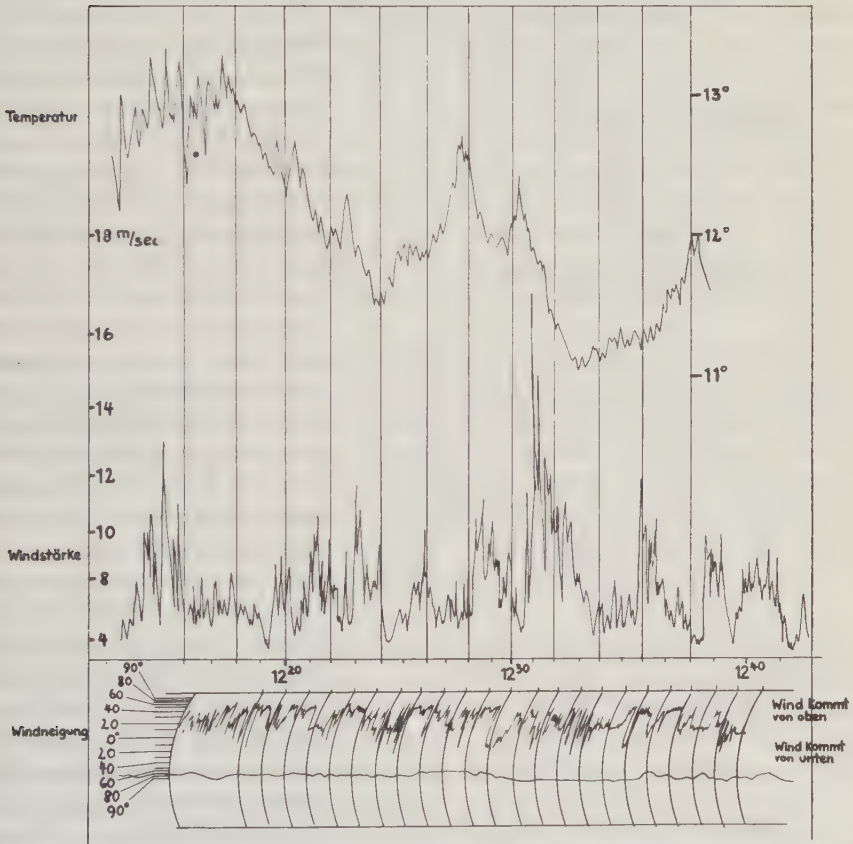


Fig. 7. Beispiel einer Registrierung mit dem beschriebenen Gerät

Unten Windneigung, Mitte Windgeschwindigkeit, oben Temperatur. Der Zusammenhang zwischen plötzlicher Änderung der Windgeschwindigkeit und Windneigung ist deutlich zu erkennen. In der Registrierung der Windneigung kommt die Zusammendrängung der Skala für große Neigungswinkel zum Ausdruck

gestellt. Das Gerät befand sich auf dem Dache des Geophysikalischen Instituts, und zwar in einem Punkt, in dem die Stromlinien sich sehr stark mit der Windgeschwindigkeit änderten. Das Instrument muß also bei Änderungen der Wind-

geschwindigkeit entsprechende Windneigungsänderungen aufzeichnen. Dieser Zusammenhang zeigt sich am deutlichsten um 12.21,8^h und 12.29,9^h; zu diesen Zeiten fällt die Windgeschwindigkeit stark ab, gleichzeitig ändert sich die Neigung von rund 50° (gegen die Horizontale) auf 10°. Danach steigt die Windgeschwindigkeit wieder an, entsprechend ändert sich die Windneigung und kehrt langsam auf den ursprünglichen Wert zurück.

2. Messungen mit dem Instrument. a) *Strömungsvorgänge um das Institutsgebäude.* Das Geophysikalische Institut liegt am W-Hang des Hainberges 120 m

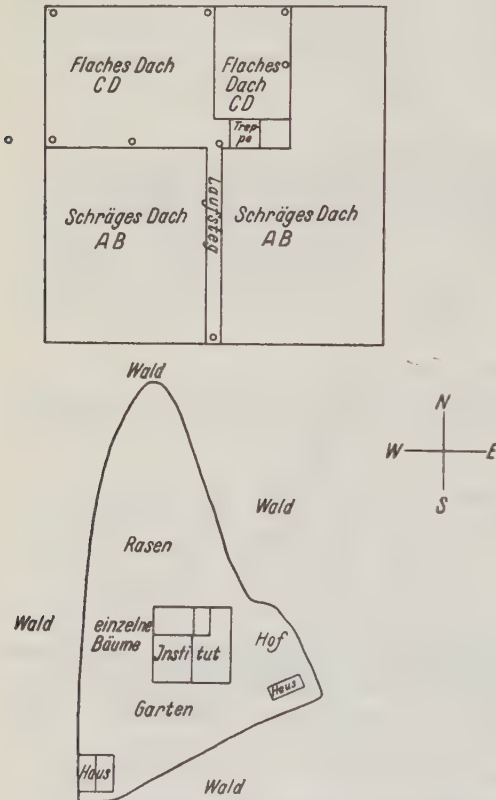


Fig. 8. Anordnung der Meßstellen auf dem Dach des Geophysik. Institutes in Göttingen

○ = Meßstellen

über dem Leinetal und zwar im Wald, der jedoch auf allen vier Seiten nicht gleichmäßig nahe an das Haus heranreicht. In etwa 15 km Entfernung nach W erheben sich jenseits des Leinetales die Leine- und Weserberge, man kann also die allgemeine Strömung aus dieser Richtung als ziemlich ungestört annehmen. Anders verhält sich die Ostströmung, diese muß, bevor sie das Institut erreicht, erst das sehr hügelige Gelände zwischen Eichsfeld und Leinetal überqueren. Der den Meßort umgebende Wald bedingt eine sehr starke Turbulenz der gesamten Strömung. Die in Göttingen vorherrschende Windrichtung ist SW, die mittlere Windgeschwindigkeit beträgt etwa 4 m/sec. Die N- und S-Strömung zieht praktisch ungestört an dem Abhang des Hainberges entlang.

Die Meßpunkte (Fig. 8) liegen auf dem flachen Dach (CD) des Institutsturmes, in der Mitte (1 bis 8 m Höhe über dem Dach), am Westrand (5 m

Höhe), am Nordrand (5 m Höhe), am Ostrand (5 m Höhe) und am Südrand (5 m Höhe), ferner liegt noch ein Punkt in 3 m Entfernung vor und 3 m unter der Oberkante des Daches (CD) an der Westseite. An den Meßpunkten waren Masten errichtet, so daß eine feste nicht schwankende Aufstellung gewährleistet war.

Die Untersuchungen dienen der Aufstellung eines neuen Windmessers. Es sollte eine Aufstellung gefunden werden, an der die allgemeine Strömung bei möglichst allen Windrichtungen horizontal verläuft.

Windgeschwindigkeiten über 20 m/sec sind nicht aufgezeichnet worden, da die Haltevorrichtung des Gerätes dafür nicht geeignet war. Die Angaben über die Strömung und die Windgeschwindigkeiten sind Mittelwerte, die aus halbstündlichen, mehrfach aber auch stündlichen oder noch längeren Aufzeichnungen entnommen wurden.

b) *Ergebnisse.* N-Wind ist die am Meßort seltenste Windrichtung. Bei schwachem Wind findet in 8 m Höhe ein glattes Überströmen statt, in 4 m zeigt sich ein schwaches Abwärtsströmen, in 1 und 2 m eine schwache Aufwärtskomponente. Diese letztere ist durch eine kleine Mauer, über der sich der Meßpunkt befindet, hervorgerufen. Bei mäßigem Wind ist von 1 m bis zu 8 m ein einheitliches Abwärtsströmen zu erkennen, und zwar in 8 m am schwächsten und in 1 m am stärksten. Der Einfluß der kleinen Mauer ist verschwunden, er macht sich also nur bei einer bestimmten Geschwindigkeit bemerkbar. Das Abwärtsströmen erklärt sich aus der Saugwirkung des schrägen Daches (*AB*), das sich von der Mitte des Hauses nach S erstreckt.

Bei starkem Wind tritt derselbe Fall ein, wie er eben beschrieben wurde, jedoch wesentlich verstärkt. In 8 m Höhe ist eine mittlere Neigung von 30° , diese Neigung bleibt auch in den anderen Höhen erhalten. Dieses sehr starke Abwärtsströmen erklärt sich wohl aus der vermehrten Saugwirkung des schrägen Daches (*AB*). Wenn der Wind über das Haus hinwegstreicht, bildet sich über dem schrägen Dach (*AB*) ein Gebiet verminderten Druckes aus, dem die Luftbewegung folgen muß. Dieses Nachströmen der Luft ist in dem steilen Abwärtsströmen zu erkennen. Vor dem Haus an der Luvseite tritt ein Aufwärtsströmen ein, wie es bei jedem Hindernis der Fall ist.

Bei E-Wind ist die Strömungsrichtung nicht von der Windstärke abhängig. Der Wind strömt den Hang herab, und das nur wenig aus dem Wald herausragende Gebäude stört den allgemeinen Verlauf nicht. Die Strömung ist durch die rauhe Oberfläche des Waldes sehr turbulent. In den Aufzeichnungen des Instruments zeigt sich dies in dem starken Schwanken der Richtung der Stromlinien bei gleichen Windgeschwindigkeiten. Das Hin- und Herschwanken der Stromlinien ist bei schwachem Wind am stärksten und wird mit zunehmender Windgeschwindigkeit herabgemindert, weil mit zunehmender Windgeschwindigkeit die Durchmischung der Luft wächst, und somit die Störungen von der Größe des Apparates unterdrückt werden.

S-Wind zeigt ähnliche Erscheinungen wie der N-Wind, bei schwachem Wind ein glattes Überströmen des Hauses. Bei mäßigem Wind findet schon ein leichtes Abwärtsströmen statt, der Punkt an der Luvseite zeigt noch horizontale Strömung an. Auch bei starkem Wind ist an diesem Punkt eine waagerechte Strömungsrichtung erkennbar. Aus Augenbeobachtungen konnte ein Luvwirbel festgestellt

werden. Der Rauch aus einem an der S-Seite des Hauses gelegenen tieferliegenden Schornstein trieb auf das Institut zu, kurz vor diesem steil aufwärts und an der Hauskante steil abwärts. Der Meßpunkt liegt aber über der Hauskante und damit in dem horizontalen Teil des Wirbels. Das Abwärtsströmen an der Leeseite, hervorgerufen durch den Sog des an dieser Seite des Hauses gelegenen Trogcs (zwischen Haus und Wald), ist nicht so steil wie bei dem N-Wind über dem schrägen Dach (*AB*).

SW-Wind (Fig. 9) nimmt eine Sonderstellung ein. Der Strömungsverlauf über dem flachen Dach (*CD*) des Turmes wird hauptsächlich durch das schräge

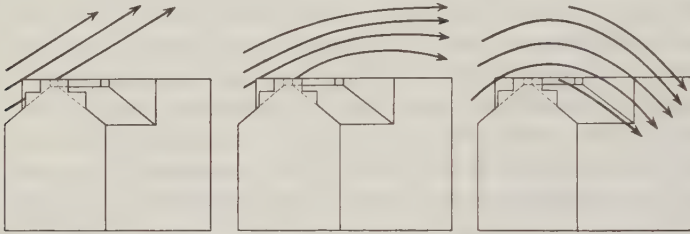


Fig. 9. Windströmung bei SW-Wind

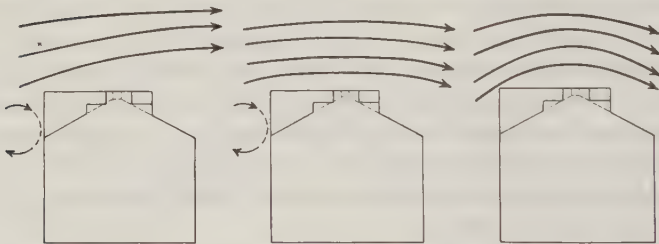


Fig. 10. Windströmung bei W-Wind

Das Kreuz gibt den Ort der endgültigen Aufstellung des Windmessers an

Fig. 9 und 10. Darstellung der Windströmung über dem Gebäude

Dach (*AB*) bestimmt. Die Wirkung des Hauses als Hindernis in der Strömung tritt dagegen zurück. Bei schwachem Wind strömt die Luft das schräge Dach hinauf und behält ihre Strömungsrichtung auch über dieses hinaus bei. Bei mäßigem Wind verläuft die Richtung wieder horizontal, die untersten beiden Meßpunkte in 4 m geben schon eine schwach abwärts gerichtete Komponente.

Bei starkem Wind ist einheitlich in allen Höhen über der Mitte des Daches ein Abwärtsströmen zu erkennen. Auch über dem kleinen Türmchen (*CD*) am E-Rand des Daches strömt die Luft herab; da das schräge Dach (*AB*) größer ist als das flache Türmchen (*CD*), überwiegt natürlich auch der Einfluß des schrägen Daches (*AB*). Die Luft strömt steil aufwärts, um über der Mitte des Daches (*AB*)

scharf umzubiegen in steil abwärts gerichtete Strömung. Das starke plötzliche Umbiegen der Stromlinien wird durch den bei starkem Wind vergrößerten Sog im Lee des Daches (AB) und des Hauses hervorgerufen.

W-Wind (Fig. 10). Bei schwachem Wind zeigt der Punkt vor und unter der Dachkante eine abwärts gerichtete Komponente an. Ein Hilfspunkt, der noch 4 m tiefer lag, gibt aber eine aufwärts gerichtete Komponente; es muß also zwischen diesen beiden Punkten ein Wirbel liegen. Der Punkt in 5 m über der W-Kante des Daches (CD) läßt einen horizontalen Verlauf der Stromlinien erkennen. In der Mitte und am E-Rand des Daches (CD) steigt die Luft dem Hang folgend aufwärts. Der Punkt in der Mitte liegt in 8 m Höhe. Vielleicht ist auch der Punkt am E-Rand auf einen Leewirbel zurückzuführen.

Bei mäßigem Wind liegt der Luvwirbel vor dem Haus, genau wie bei schwachem Wind. In 5 m Höhe über der W-Kante des Daches (CD) verläuft die Strömung horizontal, in 8 m über der Mitte dagegen und am E-Rand macht sich schon wieder eine schwache Abwärtskomponente bemerkbar.

Bei starkem Wind ist der Luvwirbel nicht mehr vorhanden, die Strömung steigt vor dem Institut steil an, verläuft an der W-Kante des Daches (CD) in 5 m

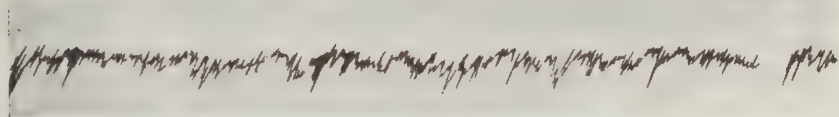


Fig. 11. Strömung über Stoppelfeld
Schwache für Feldmessungen charakteristische Amplituden in der Windneigung

nur wenig aufwärts (in 1 m über der Dachkante verläuft die Strömung steil aufwärts), und steigt in 8 m über der Dachmitte schon wieder ab, über den Punkt am E-Rand des Daches (CD) hinweg. Der Hangeinfluß ist nur an der Luvseite des Hauses zu bemerken, an der Leeseite dominiert der Hauseinfluß.

Aus den Messungen ergibt sich: Über dem westlichen Teil des flachen Daches (CD) des Geophysikalischen Instituts verlaufen die Stromlinien in 5 m bei allen Windgeschwindigkeiten und Windrichtungen praktisch horizontal, außerdem treten bei diesen Windgeschwindigkeiten in dieser Höhe keine ortsfesten Wirbel auf. Über dem schrägen Dach (AB) dagegen zeigen die Stromlinien noch in 8 m Höhe eine starke Neigung, die von der Windgeschwindigkeit abhängig ist. Aus diesem Grunde wurde der Windmesser an der W-Kante des flachen Daches (CD) in 6 m Höhe aufgestellt. Zu bemerken ist noch, daß der Einfluß des Berghanges, an dem das Geophysikalische Institut liegt, gegenüber dem Gebäudeeinfluß unmerkbar klein ist.

Die zum Vergleich über freiem Feld durchgeführten Messungen zeigten, daß in der Ebene die mittleren Neigungsschwankungen bedeutend kleiner sind als über dem Gebäude. Das ist zu erwarten, da ja über dem Gebäude nach den

bildlichen Darstellungen des Stromlinienverlaufs eine starke Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit besteht.

Wechselnde Windstärke bedingt also auf dem Haus wechselnde Windneigung (mit Ausnahme der W-Kante des flachen Daches). Über freiem Felde beträgt die mittlere Neigungsschwankung nur 10^0 , die entsprechende über dem Gebäude 30^0 bis 40^0 .

3. Besprechung des Austauschkoeffizienten. a) *Die Formeln für den dynamischen und thermischen Austausch.* Mit dem beschriebenen Windmeßgerät kann die momentane Vertikalwindgeschwindigkeit berechnet werden. Damit besteht die Möglichkeit, nach einer einfachen von Hesselberg angegebenen Formel, den dynamischen Austausch zu bestimmen, ohne daß eine Kenntnis des vertikalen Windgradienten nötig ist. Gleichzeitige Temperaturregistrierungen am gleichen Ort gestatten außerdem den Austausch aus den Temperaturschwankungen (thermischer Austausch) zu bestimmen, wobei Gleichheit in den Ergebnissen beider Methoden zu erwarten ist. Wieweit eine Übereinstimmung zwischen dynamischem und thermischem Austausch gefunden wurde, zeigt die Tabelle, die später eingehend besprochen wird. Die Messungen wurden in 8 m Höhe über dem Dach des Geophysikalischen Instituts ausgeführt. Die Größe der gewonnenen Austauschkoeffizienten läßt also einen Schluß zu, wieweit das Gebäude die Turbulenz der Luftströmung erhöht.

Zur Berechnung des dynamischen Austausches wurde eine von Hesselberg⁴⁾, zur Berechnung des thermischen Austausches eine von Ertel¹⁵⁾ angegebene Formel benutzt. Der Austauschkoeffizient ist definiert durch die Gleichung:

$$A = \frac{\Sigma l m}{F t},$$

l = Weglänge, m = Masse, F = Fläche, t = Zeit.

Durch den vertikalen Austauschkoeffizienten wird also der sekundliche Massentransport irgendeiner Eigenschaft der Luft durch eine horizontale Einheitsfläche angegeben, wobei sowohl ein Transport nach unten wie auch nach oben stattfinden muß. Ein einseitig gerichteter Massentransport trägt zur Größe des Austauschkoeffizienten nichts bei. Hesselberg und Ertel fassen die gemessene turbulente Strömung als eine Summe aus einer ausgeglichenen und einer ungeordneten turbulenten Zusatzströmung auf.

Die Hesselbergsche Formel beruht auf folgender Vorstellung: Die ungeordnete Zusatzströmung wird als vertikale Schwingung mit einer bestimmten Periode P des einzelnen Luftelements senkrecht zur horizontalen Einheitsfläche aufgefaßt. Dann ergibt sich für den Austauschkoeffizienten folgende Formel:

$$\gamma_i = \frac{1}{4} P \varrho (u_z^2)_m,$$

u_z = ungeordnete Zusatzgeschwindigkeit, ϱ = Luftdichte, γ_i = Austausch-
koeffizient.

In der Hesselbergschen Formel steckt die Vorstellung, daß im Mittel die Schwankungsperiode des Windes konstant ist, daß man also bei der Berechnung eine bestimmte Periode in die Formel einsetzen kann. Wieweit diese Annahme gerechtfertigt ist, wird später bei der Besprechung der Tabelle untersucht werden.

Die Berechnung des Austausches aus Temperaturregistrierungen kann nur unter der Annahme erfolgen, daß alle Temperaturschwankungen aus adiabatischen Temperaturänderungen bei dem Heben und Senken der Luftballen entstehen. Andere Effekte dürften keine Temperaturschwankungen erzeugen. Die Temperaturschwankungen sollen also ein getreues Abbild der Vertikalbewegung der Luft sein. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich die Formel von Ertel:

$$A = \varrho \frac{S_m(T)_t M_m \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_t}{\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2},$$

ϱ = Luftdichte,

$S_m(T)_t$ = mittlere Schwankung der Temperatur,

$M_m \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_t$ = mittlere Schwankung der zeitlichen Änderung der Temperatur,

$\frac{\partial T}{\partial z}$ = Temperaturgradient. Gerechnet werden muß aber mit $\gamma - \frac{\partial T}{\partial z}$,

wobei γ der adiabatische Temperaturgradient ist.

Beide Formeln gelten nur unter einer fundamentalen Voraussetzung, in dem zur Berechnung des Austauschkoeffizienten benutzten Zeitraum müssen alle Phasen der Turbulenz (große und kleine Perioden und Amplituden) erfaßt werden. Das bedeutet nicht nur, daß der Zeitraum groß genug gewählt werden muß (um die großen Perioden zu erfassen), sondern ferner, daß die Instrumente auch die kleinen Perioden wiedergeben. Die letzte Bedingung war durch die Art der verwendeten Instrumente erfüllt (Eigenperiode rund 2 sec). Wieweit die erste Bedingung des genügend langen Zeitraumes erfüllt ist, ergibt sich aus der Tabelle.

b) *Erläuterung zur Tabelle.* Die optischen Temperaturregistrierungen und mechanischen Windregistrierungen wurden in einem Abstand von 2 bis 3 sec ausgewertet. Außerdem wurde aus der Windregistrierung die mittlere Periode P entnommen. Für die Berechnung des Austausches aus den Temperaturschwankungen nach der Ertelschen Formel ist die Kenntnis des mittleren vertikalen Temperaturgradienten zur Meßzeit notwendig. Der Temperaturgradient wurde aus dem Temperaturunterschied zwischen dem Geophysikalischen Institut (272 m) und dem Leinetal, der Sternwarte in Göttingen (148 m) bestimmt. Nach eingehenden Untersuchungen konnte festgestellt werden, daß die beiden Thermographen gut miteinander vergleichbar waren. Auch ihre thermische Trägheit war

1. Datum	2. Zeit	3. Wind- periode P	4. Wind- neigung φ	5. Wind- geschwin- digkeit v	6. Vertikal- geschwin- digkeit v_z	7. Schwan- kung $(v_z^2)_m$	8. $(v_z m)^2 \frac{\pi}{2}$	9. Diffe- renz 7-8
31. Mai 1935	12.17—18	4.6	14°	3.7	0.8	0.36	0.35	0.0
Reg. Nr. 33	20—21	3.2	21	4.2	1.5	1.32	1.66	— 0.3
N-Wind	23—24	3.5	35	3.8	2.1	0.64	0.71	0.0
	25—26	4.6	13	4.2	0.7	1.22	1.40	0.1
	26—27	2.9	39	5.1	3.2	0.45	0.46	— 0.0
	29—30	2.0	36	5.7	3.3	1.38	1.52	— 0.1
	30—31	5.0	— 0.6	4.7	— 0.5	0.83	0.79	+ 0.0
	33—34	6.0	20	4.8	1.4	2.26	2.45	— 0.1
	36—37	3.8	19	4.4	1.3	1.54	1.41	+ 0.1
	38—39	5.5	14	4.2	1.0	0.65	0.60	+ 0.0
31. Mai 1935	11.42—43	3.5	— 21	3.9	1.5	1.90		
Reg. Nr. 32	45—46	3.8	31	3.9	2.1	1.15		
	48—49	3.5	26	5.3	2.4	2.01		
5. Juni 1935	11.10—11	2.7	— 0.5	5.9	— 0.6	11.55	14.13	— 2.5
Reg. Nr. 47	13—14	3.8	— 0.1	5.6	— 0.2	8.97	10.68	— 1.7
SW-Wind	16—17	2.5	9.0	6.9	0.7	21.15	28.26	— 7.1
	18—19	2.5	21	6.6	1.9	17.2	17.9	— 0.7
	19—20	4.0	9	6.6	0.8	20.66	17.7	+ 2.9
	23—24	2.4	2	7.7	0	26.27	34.2	— 7.9
Reg. Nr. 45	11.44—45	3.8	3	5.3	0	12.65	9.81	+ 3.7
SW-Wind	47—48	3.8	— 5	4.9	— 0.6	4.78	6.10	— 1.3
	51—52	3.8	9	5.4	— 1.2	6.66	8.09	— 1.4
	56—57	3.5	— 0.9	4.7	— 0.2	3.61	3.08	+ 0.5
	12.01—02	3.5	1	4.7	0.1	3.03	2.67	+ 0.3
	04—05	3.2	— 0.7	4.2	— 0.2	3.83	4.77	— 0.9
Reg. Nr. 47	12.58—59	3.0	1	7.6	0.2	11.13	13.19	— 2.0
SW-Wind	13.02—03	2.4	27	9.7	4.3	2.19	17.10	— 14.9
	07—08	2.9	26	8.0	3.8	4.50	4.02	+ 0.4
	11—12	2.3	24	9.6	3.3	8.64	7.69	+ 0.9
	14—15	3.0	3	9.5	0.5	20.80	25.12	— 4.3
	17—18	2.1	39	9.8	6.0	6.24	7.22	— 1.0
	20—21	2.5	37	9.9	5.9	6.19	6.92	— 0.7
Reg. Nr. 49	14.28—29	2.4	30	9.1	4.3	5.54	6.28	+ 1.5
S-Wind	31—32	2.2	29	9.5	4.3	7.67	7.60	+ 0.0
	37—38	2.9	15	8.0	2.0	18.04	24.18	— 6.1
	40—41	2.7	20	8.8	3.1	4.72	3.77	+ 0.9
	44—45	3.8	5	6.3	0.2	11.39	9.81	+ 1.5
	47—48	3.0	27	7.3	3.5	3.80	3.78	+ 0.0
6. Juni 1935	9.11—12	3.3	20	8.5	2.7	1.94	2.20	— 0.3
Reg. Nr. 52	13—14	3.0	20	7.9	2.8	3.12	3.60	— 0.5
SW-Wind	16—17	3.2	17	9.4	2.8	5.14	5.65	— 0.4
	19—20	5.0	18	6.8	1.9	1.45	1.48	— 0.0
	22—23	1.9	27	10.0	4.5	3.54	3.83	— 0.3
	25—26	3.0	8	6.6	0.8	1.45	1.27	+ 0.2
	28—29	5.0	15	6.5	1.4	0.76	0.91	— 0.2
Mittelwerte						6.59	6.99	

10.	11.	12.	13.	14.	15.	16.
Temperatur- gradient	Dyna- mischer Aus- tausch η	Gruppen- mittel η_m	Thermi- scher Aus- tausch A	Gruppen- mittel A_m	Diffe- renz $\eta-8$ in $\%$	Bemerkungen
0.0	5.4		9.0			schwache Windschwankungen, sehr gut ausgeprägte Periode von rund 2—3 Min.
0.08	11.5		173			
0.13	7.2		98.5			
0.16	18.2		136.0			
0.18	4.2	13.6	420.0	159.0	— 6	
0.22	8.9		61.0			
0.24	13.7		506.0			
0.05	36.5		43.9			
0.14	18.9		26.7			
0.27	11.6		174.0			
0.21	21.7		54.0			Luftkörperwechsel nur in Temperatur- messungen erkennbar
0.16	14.2	19.6	3560.0	1221.3		
0.14	23.0		50.0			
0.32	100.5		33.0			starke Windschwankungen, in der Mitte des Abschnittes ein Minimum der Windgeschwindigkeit
0.27	109.4		92.4			
0.22	171.5	165.2	36.1	44.0	— 12	
0.22	139.5		69.1			
0.16	265.6		18.0			
0.16	204.8		15.7			
0.28	156.2		55.1			schwächere Windschwankungen als vor- her, ausgesprochen große Periode von rund 8 Min.
0.18	58.9		32.1			
0.08	81.9	68.7	100.0	60.0	+ 0.9	
0.08	41.0		68.8			
0.11	34.6		22.1			
0.20	39.7		81.9			drei volle Perioden im Meßabschnitt
0.34	108.2		26.7			mittelgroße Windschwankungen, längere Windperiode von 2 Min. Perioden- dauer schwach angedeutet
0.34	17.0		17.4			
0.48	42.2		147.0			
0.50	64.6	53.7	51.9	96.6	— 27	
0.26	203.5		46.6			
0.14	42.2		53.4			
0.0	49.9		16.1			
0.25	43.0		175.0			mittelgroße Windschwankungen, schwach angedeutete Windperiode von 2 Min. Dauer, zu Anfang und am Schluß des Abschnittes gut, in der Mitte weniger stark ausgeprägt
0.36	54.4		114.0			
0.50	172.8	81.8	105.0	51.3	— 5	
0.72	41.2		25.6			
0.48	140.2		71.9			
0.30	39.7		87.5			
0.14	20.8		29.3			starke Windschwankungen, gut erkenn- bare Periode von 2—3 Min. Dauer
0.26	30.3		16.8			
0.46	53.1	25.1	15.8	71.3	— 8.5	
0.70	23.5		73.0			
0.75	21.8		36.2			
0.80	14.1		134.0			
0.82	12.3		193.0			
		68.0		80.4	5	

ungefähr gleich groß. Die Gradientbestimmung beruhte also auf der richtigen Anzeige zweier dauernd kontrollierter Thermographen. Die relative Temperaturmessung wird also wohl keinen größeren Fehler als 0.1° aufweisen, das bedeutet, daß der Gradient im ungünstigsten Falle um $\pm 15\%$ falsch sein kann, im Mittel eines größeren Zeitraumes aber bestimmt kleiner ist. Als Beispiel der Austauschberechnungen mögen die Werte für den dynamischen und thermischen Austausch am 5. Juni 1935 um 13.11^h bis 13.12^h dienen.

5. Juni, 1935 13.11^h bis 13.12^h

1. Dynamischer Austausch

P Schwankungs- periode	v Wind- geschwin- digkeit	φ Neigungs- winkel	v_z Vertikale Windgeschwin- digkeit	$(\frac{\partial}{\partial z})_m$
2.3 sec	9.6 m/sec	24°	3.3 m/sec	4.9 (m/sec) ²

Die hier angegebenen Werte sind Mittelwerte.

$$\eta = \frac{1}{4} P \cdot \varphi (u_z^2)_m$$

$$\eta = \frac{1}{4} \cdot 2.3 \cdot 0.0018 \cdot 4.9 \cdot 10^4 = 64.6 \text{ cm}^{-1} \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$$

2. Thermischer Austausch

$S_m(T)_t$ Mittlere Schwankung der Temperatur	$M_m \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)$ Mittlere Schwankung der zeitlichen Ände- rung der Temperatur	$\frac{\partial T}{\partial z}$ Temperaturgradient
$2.42 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}$	$4.16 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$	$-05^\circ/100 \text{ m} = 0.5^\circ/100 \text{ m}$

$$A = \frac{S_m(T)_t \cdot M_m \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_t}{\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2}$$

$$A = 1.3 \cdot 10^{-3} \frac{2.42 \cdot 10^{-2} \cdot 4.16 \cdot 10^{-3}}{2.5 \cdot 10^{-9}}$$

$$A = 52 \text{ cm}^{-1} \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Aus der Tabelle ergibt sich zunächst ein außerordentlich starkes Schwanken der Austauschkoeffizienten. Eine Konstanz der Austauschkoeffizienten ist bei der Kürze der Intervalle von 1 min auch nicht zu erwarten, weil damit die entscheidende Voraussetzung nicht erfüllt sein kann, alle Phasen der Turbulenz zu erfassen. Mittelt man die gesamten Austauschwerte (dabei ist die Gruppe vom 31. Mai 1935, 11.42^h bis 11.49^h ausgelassen, da der thermische Austausch aus später zu erörternden Gründen nicht reell sein kann) sämtlicher Tage, so ergibt sich für den dynamischen Austausch $\eta = 68.0 \text{ cm}^{-1} \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$, für den thermischen Austausch $A = 80.4 \text{ cm}^{-1} \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$. Diese Übereinstimmung ist verhältnismäßig recht gut

und dürfte wohl mehr zufällig sein, wie man aus den Schwankungen der Gruppenmittel erkennt. Zumindest geht aber aus diesem Gesamtittel hervor, daß die Strömung in der Höhe von 8 m durch das Gebäude nicht wesentlich turbulenter wird, als man in gleicher Höhe (140 m) und ähnlicher Wetterlage (Sonneneinstrahlung bei mäßigem bis frischem Wind) erwarten kann. Vergleicht man die Gruppenmittel des thermischen und dynamischen Austausches, so treten Unterschiede bis zu einer Größenordnung auf. Dabei ist der thermisch berechnete Austausch als unzuverlässiger anzusehen, wie aus dem Gruppenmittel vom 31. Mai 1935 von 11.42^h bis 11.49^h zu ersehen ist. Der enorm hohe Wert des thermischen Aus-

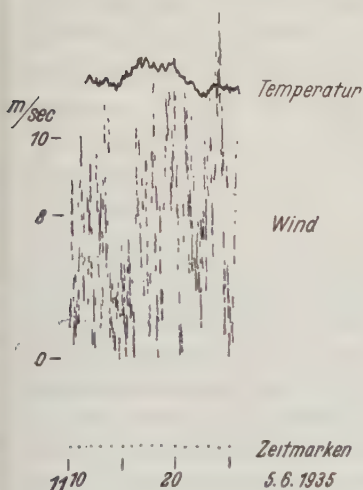


Fig. 12. Beispiel der Windstruktur mit Vorherrschen einer einzigen mittleren Periode von wenigen Sekunden. Eine überlagerte Periode von 10 min ist schwach zu erkennen

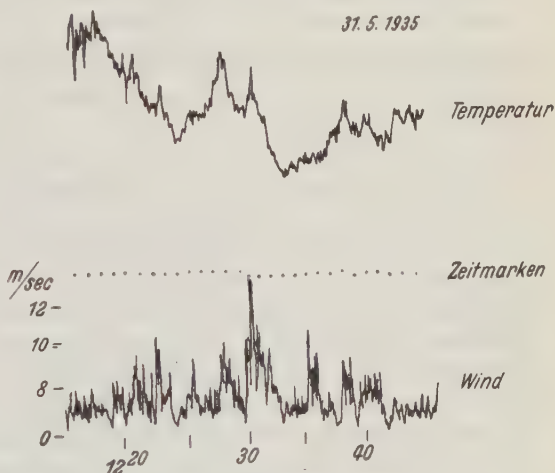


Fig. 13. Beispiel der Windstruktur mit zwei deutlich ausgeprägten mittleren Perioden von einigen Sekunden und einigen Minuten

tausches um 11.45^h bis 11.46^h wird dadurch erzeugt, daß ein plötzlicher Temperatursprung von 1° C auftritt, der nichts mit dem Austauschvorgang zu tun hat, sondern einen kleinen Luftkörperwechsel darstellt.

Die thermische Berechnung des Austausches macht die Voraussetzung, daß alle Temperaturänderungen *nur* durch Höhenänderungen der einzelnen Luftballen hervorgerufen werden. Der dynamisch berechnete Austausch dagegen ergibt sich aus den direkt beobachteten vertikalen Luftmassenversetzungen. Berechnet man ihn jedoch nach der Formel von Hesselberg, so macht man damit die Annahme, daß nur eine mittlere Schwankungsperiode P existiert. Aus den Registrierungen der Windstärke kann man direkt ersehen, wie weit diese Voraussetzung erfüllt ist. Als Beispiele dienen die beiden Fig. 12 und 13. Die Figuren stellen die photographische Registrierung der *horizontalen* Windgeschwindigkeit und der Temperatur dar.

Die Fig. 12 stellt das Beispiel einer Windregistrierung dar, in der eine kurzperiodische Schwankung des Windes vorherrscht, es besteht also gar kein Zweifel, welche Periode P in die Hesselbergsche Formel einzusetzen ist. Die Fig. 13 zeigt das Gegenteil. Diese Aufzeichnung läßt neben der kurzen Schwankungsperiode von wenigen Sekunden noch deutlich eine andere Schwankungsperiode von einigen Minuten erkennen. Dabei sind die Amplituden beider Schwankungen gleich groß. Nimmt man zunächst einmal an, daß es gleichgültig ist, welche Periode P man in die Hesselbergsche Formel einsetzt, so kann das nur gültig sein, wenn ein ganz bestimmter Zusammenhang zwischen der Größe der mittleren Windschwankung und der Periode besteht. Es mögen in ein und demselben Zeitintervall die Perioden P_1 und P_2 vorkommen mit den Schwankungen u_{z_1} und u_{z_2} . Der Austausch muß sich in beiden Fällen gleich groß ergeben. Dann muß sein:

$$Q \cdot P_1 \cdot (u_{z_1}^2)_m = Q \cdot P_2 \cdot (u_{z_2}^2)_m$$

also

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{(u_{z_2}^2)_m}{(u_{z_1}^2)_m},$$

d. h. die Perioden müssen sich umgekehrt verhalten, wie die Mittel der Schwankungsquadrate. Für die Registrierung Fig. 13 ist das sicher nicht der Fall. Nun stellt allerdings die Fig. 13 einen Sonderfall dar, die übrigen zur Mittelbildung verwendeten Aufzeichnungen haben mehr die Form der Fig. 12, wenn auch in jeder Windregistrierung neben den kurzperiodischen Schwankungen mehr oder weniger große Schwankungen mit einer Periodendauer von einigen Minuten vorkommen. In den Bemerkungen zur Tabelle ist angegeben, wie weit in den gemessenen Zeitintervallen solche größeren Windperioden vorkommen. Zu einer genaueren Untersuchung, wie weit durch die verschiedenen Perioden eine Fälschung der Austauschberechnung eintritt, muß noch mehr Material gesammelt werden. Hier sei angenommen, daß die Hesselbergsche Voraussetzung richtig ist, und man die Periode der *kurzen* Schwankungen in die von ihm angegebene Formel einsetzen kann.

Die hier verwendete Hesselbergsche Formel macht gar keine Annahme darüber, nach welcher Verteilungsfunktion die Schwankungen erfolgen. Hesselberg und Björkdal⁶⁾ konnten an Hand der Untersuchung von Robitzsch⁷⁾ zeigen, daß für die Schwankungen der *horizontalen* Windgeschwindigkeit mit großer Annäherung das Gaußsche Verteilungsgesetz gilt. D. h. daß die kleinsten Schwankungen am häufigsten, die größten am seltensten sind. Besteht eine solche Gaußsche Häufigkeitsverteilung, so gilt die Beziehung:

$$(u_z^2)_m = \frac{\pi}{2} (u_{g_m})^2.$$

Auf Grund dieser Beziehung kann also entschieden werden, ob diese Gaußsche Häufigkeitsverteilung auch bei der hier ausgeführten Messung der vertikalen Windgeschwindigkeit gültig ist.

In der Tabelle ist für jedes ausgewertete Intervall $(u_z^2)_m$ und $(u_{zm})^2 \frac{\pi}{2}$ angegeben.

Diese beiden Größen müssen also bei Vorhandensein einer Gaußschen Schwankungsverteilung gleich groß werden. In der letzten Spalte der Tabelle ist die Differenz dieser beiden Größen in Prozenten angegeben. Das Gesamtmittel dieser Differenz beträgt für alle Messungen — 5 %. In dem Gruppenmittel ist die Abweichung etwas größer, in einem Falle geht sie sogar bis zu 27 %. Man wird aus dieser verhältnismäßig guten Übereinstimmung folgern können, daß im Mittel genügend großer Zeitintervalle die Schwankung der Vertikalkomponente des Windes einer Gaußschen Häufigkeitsverteilung mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 10\%$ genügt.

Zusammenfassung. Nach einem von Kopp angegebenen Vertikalanemometer wurde ein verkleinertes und vereinfachtes Gerät dieser Art gebaut. Nach eingehender Prüfung der Eigenperiode, Dämpfung und Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit wurde die mittlere Störung der Luftströmung durch das Gebäude des Geophysikalischen Instituts untersucht, um hier den geeigneten Platz zur Aufstellung eines Böenschreibers zu finden. Daraus ergab sich, daß in 5 m Höhe über dem flachen Dach des Gebäudes die Stromlinien bei allen Windstärken und Windrichtungen horizontal verlaufen; daß dagegen über dem schrägen Dach bis 8 m Höhe die Stromlinien gekrümmt waren, und die Krümmung mit der Windgeschwindigkeit und Windrichtung variierte. Auf Grund des mittleren Stromlinienbildes wurde der Böenschreiber in 6 m Höhe über der W-Kante des flachen Daches aufgestellt.

Dieses Ergebnis an einem einzelnen Gebäude läßt sich wohl dahin erweitern, daß in 6 bis 7 m über einem flachen Dach keine nennenswerte Störung der Windströmung mehr besteht, daß dagegen die Aufstellung eines Windmessers in der Nähe eines schrägen Daches prinzipiell falsche Ergebnisse liefert.

Außerdem wurden mit dem Gerät Austauschmessungen in 8 m Höhe über dem Dach des Geophysikalischen Instituts durchgeführt. Diese Austauschmessungen ergaben, daß eine wesentliche Turbulenzerhöhung in 8 m Höhe über dem Gebäude gegenüber anderen Messungen in gleicher Höhe der freien Atmosphäre nicht eintritt.

Ferner wurde der dynamische Austausch mit dem durch gleichzeitige Temperaturmessungen gewonnenen thermischen Austauschkoeffizienten verglichen. Im Mittel aller Messungen waren beide Koeffizienten gleich groß, einzelne Meßreihen unterschieden sich dagegen bis zum Zehnfachen.

Aus der mittleren Schwankung der vertikalen Windgeschwindigkeit ergab sich, daß über große Zeitintervalle die Schwankungen der Gaußschen Häufigkeitsverteilung mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 10\%$ genügen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Angenheister für die Anregung zu dieser Arbeit und Bereitstellung der Mittel und Herrn Dr. Suckstorff für seine stete Hilfsbereitschaft und Unterstützung durch Rat und Tat aufrichtig danken.

Literatur

- ¹⁾ Höhndorff: Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **17**, 69; **16**, 138; Mildner-Hänsch-Griessbach: ebenda **17**, 181; Jaumotte: Met. Zeitschr. 1931, S. 237; Koschmieder: Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 285 u. a.
²⁾ Büdel: Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **20**, S. 9; Raethjen: ebenda **13**, 148.
³⁾ Kopp: Ber. ü. d. Tätigkeit d. pr. met. Inst. i. Jahre 1933.
⁴⁾ Hesselberg: Ann. d. Hydr. u. mar. Met. 1929, S. 319.
⁵⁾ Ertel: Beitr. z. Geophys. **25**, 279.
⁶⁾ Hesselberg-Björkdal: Beitr. d. Phys. d. fr. Atm. **15**, 121.
⁷⁾ Robitzsch: Arbeit d. pr. Areon. Obs. Lindenberg XIII, S. 66.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, April 1936.

Über Messungen mit dem Quarzfaden-Horizontalintensitätsmagnetometer von la Cour in Potsdam, Seddin und Niemegek

Von G. Fanselau. — (Mit 1 Abbildung)

Bericht über relative Messungen der Horizontalintensität des erdmagnetischen Feldes mit Hilfe der neuen Quarzfadenmagnetometer von la Cour.

Dank dem freundlichen Entgegenkommen von Herrn Direktor la Cour, Kopenhagen, war es möglich, mit drei Instrumenten seiner bewährten Konstruktion Q. H. M. (Quartz Horizontal-Force Magnetometer) Nr. 3, 5 und 7 eine Zahl von Messungen auszuführen. Diese Messungen hatten einerseits nach dem eigenen Wunsch des Konstrukteurs den Zweck, weitere praktische Meßerfahrungen zu sammeln, von seiten des Magnetischen Observatoriums wurde mit dieser Meßreihe versucht — neben einem Vergleich des Dänischen Observatoriums Rude Skov und Niemegek —, die Lokaldifferenzen in der Horizontalintensität zwischen den drei Hauptbeobachtungsplätzen in Deutschland — Potsdam, Seddin, Niemegek — zu bestätigen bzw. neu festzulegen. Es würde dabei in jedem Observatorium nur je ein ganz bestimmter Platz für die Messungen ausgewählt und von der Möglichkeit, die Feldinhomogenitäten mit Hilfe der Q. H. M. — wozu sich diese Instrumente ganz vorzüglich eignen — zu untersuchen, absichtlich kein Gebrauch gemacht, einmal, weil für solche Inhomogenitäten an allen drei Plätzen keine Anhaltspunkte vorliegen, vor allem aber deshalb, weil die Zeit für alle diese Messungen nicht ausgereicht hätte. Insgesamt wurden mit allen drei Instrumenten 19 Messungen zu je 7 Einzeleinstellungen gemacht. Über die erzielten Ergebnisse soll im folgenden kurz berichtet werden.

Es erübrigt sich, ausführlich auf Konstruktion und Theorie des Instruments einzugehen, da ja hier die Beschreibung von la Cour selbst*) die beste und zu-

*) Le Quartz-Magnétomètre Q. H. M. Det Danske Meteorologiske Institut, Communications Magnétiques Nr. 15, 1936.

verlässigste Auskunft gibt. Die Grundgleichung dieses für relative Messungen bestimmten Instruments ist der Form nach identisch mit der Ablenkungsgleichung des normalen magnetischen Relativtheodoliten:

$$H \sin \varphi = \text{const}, \dots \dots \dots (1)$$

wo H als Horizontalintensität des Erdfeldes die gesuchte Unbekannte, φ als Ablenkungswinkel aus dem magnetischen Meridian die gemessene Größe und const die an einem Observatorium bestimmte Anschlußkonstante bedeutet. Im Falle des magnetischen Theodoliten hat die Konstante den Wert

$$\text{const} = 2 M k / e^3,$$

M und e Moment und Entfernung des Ablenkungsmagneten, k Ablenkungskonstante; bei Q. H. M. ist

$$\text{const} = \tau \cdot D / m,$$

D Torsionskonstante des Quarzfadens, τ Torsionswinkel, m magnetisches Moment der Nadel. Durch (1) sind alle Genauigkeitsbetrachtungen am Q. H. M. ohne weiteres auf die an dem gewöhnlichen magnetischen Theodoliten zurückgeführt nur mit dem einen Unterschied, daß man beim normalen Theodoliten nur zwei Größen, M und e , frei wählen kann zur Erreichung einer bestimmten Empfindlichkeit, während es beim Q. H. M. deren drei sind, m , D und — wenn auch durch die Art der Beobachtungsmethode nur in geringen Grenzen — auch τ . (Bei Benutzung eines Würfelspiegels $n \cdot \pi/2$, n ganz.) Es kann deshalb hier in bezug auf die Genauigkeitsuntersuchungen auf bekannte Literatur verwiesen werden.

Das von la Cour eingeschlagene Meßverfahren ist eine Art Koinzidenzverfahren. Der auf diese Weise in den Ablenkungslagen stets konstante Torsionswinkel ist etwa vergleichbar der beim Lamontschen Ablenkungsverfahren stets senkrechten Lage des Ablenkungsmagneten zur Nadel. Für die Koinzidenzen erhält man aus (1) eine Gleichung

$$\sin \varphi = A \cdot \tau, \quad A = D / m H,$$

für die in Fig. 1 ein Nomogramm entworfen ist. Dieses Nomogramm, das natürlich nur zur rohen Orientierung bestimmt ist, trägt an der rechten Funktionsleiter die Torsionswinkel τ , an der linken die Werte der Konstanten A . Die mittlere Leiter gibt rechts die Ablenkungswinkel — die ja aus physikalischen Gründen auf das Gebiet von 0 bis 90° beschränkt sind — und links die dazugehörige relative Meßgenauigkeit dh für 1 Minute des Ablenkungswinkels entsprechend der Beziehung

$$dh = dH/H = -\text{ctg } \varphi d\varphi.$$

Man kann so leicht feststellen, welche Torsionswinkel ein bestimmtes A zuläßt. Wie oben schon kurz erwähnt, kann man durch Verwendung mehrerer Spiegel, die einen beliebigen bekannten Winkel miteinander einschließen, auch den Torsionswinkel variieren.

Die Konstante der Gleichung (1) ist natürlich von der Temperatur θ (D und m) und von der Größe der Horizontalintensität H (m) abhängig etwa in der Form

$$\text{const} = C = C_0 (1 + \alpha\theta) (1 + \beta H \cdot \cos \varphi),$$

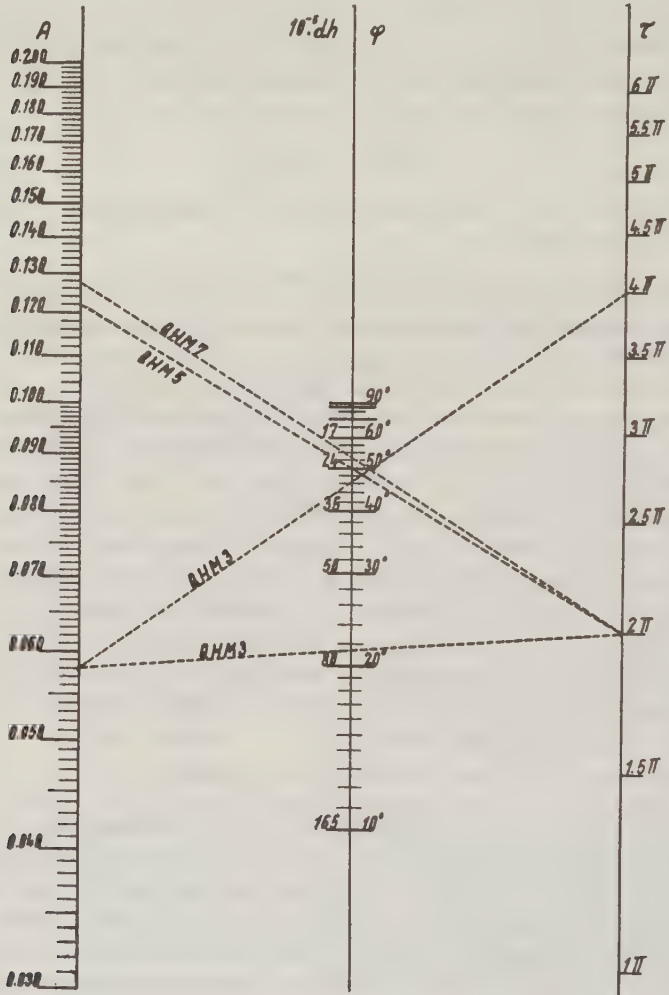


Fig. 1

α komplexer Temperaturkoeffizient, β Induktionskoeffizient. Das führt in bekannter Weise beim logarithmischen Reduktionsverfahren auf

$$\ln H = \ln C_0 - \ln \sin \varphi + \alpha\theta + \beta \cdot H \cdot \cos \varphi \dots \dots \dots (2)$$

und bei Reduktion nach der Differenzenmethode auf

$$d\varphi = -\frac{dH}{H} \cdot \operatorname{tg} \varphi + \alpha \operatorname{tg} \varphi d\theta + \beta \operatorname{tg} \varphi d(H \cos \varphi) \dots (3)$$

Über das Reduktionsschema der unten mitgeteilten Messungen sei kurz folgendes bemerkt. Jede Einstellung wurde für sich nach (3) auf die Variationen des Erdfeldes korrigiert (D und H). Der Einfluß der Induktion, der ja für alle drei Meßorte Potsdam, Seddin und Niemegk nahezu der gleiche ist, wurde mit der Konstante C vereinigt. Die Temperatur wurde als langsam veränderliche Größe schließlich zuletzt nach (2) berücksichtigt. Die hierzu benötigten Konstanten hatte das Dänische Magnetische Observatorium angegeben mit:

Q. H. M. 3:	$\log (D/m) = 8.02740$	$\alpha = 0.000153$	$\beta = -0.00174$
5:	8.35084	144	174
7:	8.36972	153	174

Alle Messungen sind auf die Hilfsbasis für H : 60,80 des Niemegker Süd-Systems bezogen.

Die 19 Messungen verteilen sich wie folgt auf die drei Observatorien:

	Potsdam	Seddin	Niemegk	
Q. H. M. 3:	1, 8, 15	2, 14	3, 10, 18,	(19)
5:	9, 16	13	5, 7	
7:	17	12	4, 6, 11	

Messung 19 ist mit Q. H. M. 3 bei einer Torsion von nur 2π gemacht und nicht mit gewertet worden. Zeitlich liegen die Messungen wie folgt:

1936, April, 16:	1 bis 7	1936, April, 24.:	12 bis 14
	22: 8 bis 9	Mai, 5.:	15 bis 17
	23: 10 bis 11		6.: 18 bis 19

Jede Messung bestand aus sieben Einzeleinstellungen, lieferte also bei zwei Nullstellungen am Anfang und Ende der Messung vier Werte des Ablenkungswinkels. Als Untersatz wurde der Reisetheodolit Hechelmann benutzt, der ja bei der magnetischen Aufnahme der Schweiz Verwendung gefunden hatte und gegen den wegen Eisengehalt keinerlei Bedenken vorlagen. Der Teilkreis gestattet

Tabelle 1

Nr.	Q. H. M.	$H_{60,80}$	ΔH	Nr.	Q. H. M.	$H_{60,80}$	ΔH
1	3	18356 γ	$\pm 1.1 \gamma$	10	3	18473 γ	$\pm 1.9 \gamma$
2	3	393	0.8	11	7	476	1.1
3	3	476	0.6	12	7	391	0.6
4	7	470	1.1	13	5	390	0.6
5	5	474	1.1	14	3	392	0.3
6	7	474	0.4	15	3	356	0.7
7	5	475	0.9	16	5	354	0.6
8	3	352	0.6	17	7	353	1.0
9	5	353	1.9	18	3	470	0.6

eine Ablesung mit Hilfe zweier Mikroskope auf etwa $\pm 0.2'$, das entspricht bei den beobachteten Ablenkungswinkeln der Q. H. M. von rund 50° etwa $\pm 1\gamma$. Die vorstehende Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der Messungen.

Die mittlere Genauigkeit — das Mittel aller ΔH — gibt 0.9γ . Mit Rücksicht auf diesen Wert und die Ablesegenauigkeit am Theodoliten wurde auf die Zehntel γ verzichtet. Tabelle 2 gibt die Ergebnisse für jedes Observatorium und Instrument getrennt.

Tabelle 2

Q. H. M.	Potsdam	Seddin	Niemegk
3	18356 γ	18393 γ	18476 γ
	352	392	473
	356		470
Mittel	355	392	473
5	353	390	474
	354		475
Mittel	354	390	474
7	353	391	470
			474
			476
Mittel	353	391	473

Ein systematischer Unterschied in den Angaben der einzelnen Instrumente ist nicht zu erkennen. Als endgültiger Mittelwert kommt für

Potsdam: $0^\circ 183\,54\gamma 0 \pm 0\gamma 7$

Seddin: $0^\circ 183\,91\gamma 5 \pm 0\gamma 7$

Niemegk: $0^\circ 184\,73\gamma 5 \pm 0\gamma 9$

Die daraus abgeleiteten örtlichen Differenzen betragen:

Potsdam—Seddin: $37\gamma 5$

Seddin—Niemegk: $82\gamma 0$

und sind im ersten Falle in Übereinstimmung mit dem stets benutzten Wert von 38γ . Im zweiten dagegen liefert eine Differenzmessung nach Angaben von Venske 74γ . Hier besteht also eine merkliche Abweichung.

Der absolute Wert der Horizontalintensität nach den Messungen mit dem Observatoriumstheodoliten betrug zu Beginn der Meßreihe am 16. April: $18479\gamma 0$ am Ende, 6. Mai: $18479\gamma 6$ im Mittel, also $18479\gamma 3$ und ist somit um $5\gamma 8$ über den Werten der Q. H. M. Der Grund für alle diese Abweichungen kann natürlich so rasch nicht angegeben werden. Ein Vergleich des Niemegker H -Wertes durch einen Reisetheodoliten der Carnegie Institution lieferte praktisch Übereinstimmung mit einigen anderen Observatorien, so daß ich eigentlich zu der Richtigkeit des Niemegker H -Niveaus Vertrauen habe. Die ganze Frage wird in absehbarer Zeit durch Einführung zweier neuer Standardmagnete mit neuen Konstantenbestimmungen ihre Klärung finden, ganz abgesehen davon, daß ja für solche Differenzen auch nichtberücksichtigte störende Einflüsse verantwortlich gemacht werden

können, z. B. der Einfluß der mitschwingenden Luftmassen*), der ja durchaus Fehler in dieser Größenordnung hervorrufen kann.

Das Ergebnis aller Messungen kann dahin zusammengefaßt werden, daß das Q. H. M. trotz seiner kurzen Entwicklungszeit ein äußerst praktisches und zuverlässiges Meßgerät bedeutet. Sein Vorteil liegt einmal in der Verkürzung der Meßzeit — eine Messung dauerte im Durchschnitt 25 Minuten mit einer inneren Genauigkeit von $\pm 1 \gamma$ —, dann aber vor allem in der wesentlichen Vereinfachung der Meßmethode. Wenn auch schon die Ausführung von Messungen mit dem heutigen Reisetheodoliten dank einer jahrzehntelangen Entwicklung an einem fest vorgegebenen Stationsnetz nur eine mehr handwerksmäßige Aufgabe darstellt, so ist doch auf diesem Wege der Verbilligung und Vereinfachung magnetischer Landesaufnahmen durch diese Instrumente von la Cour ein guter Schritt weiter getan worden. Möglich wurde dieser Erfolg natürlich erst durch die bekannten Studien und Erfahrungen des Dänischen Instituts mit der Herstellung und Befestigung von Quarzfäden.

Zum Schluß möchte ich nicht unterlassen, Herrn Dr. A. Burger und Herrn Boltz, die mir vor allem bei den häufigen Nachtmessungen in Potsdam und Seddin tatkräftig geholfen haben, bestens zu danken.

Potsdam, Magnetisches Observatorium.

Referate und Mitteilungen

Die Wolken. Von Prof. Dr. R. Süring, ehem. Direktor des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums, Potsdam. 1936, XII, 122 S. Mit 11 Abb. und 4 Tafeln. Preis RM 7.—, Lw. RM 8.80. (*Probleme der kosmischen Physik.* Herausgegeben von Prof. Dr. Christian Jensen, Hamburg. Bd. XVI.)

Dieser XVI. Band der Reihe „Probleme der kosmischen Physik“ gibt eine Einführung in die Fragen der Wolkenkenntnis, und zwar der Zielsetzung der Reihe in allgemeinverständlicher Form. Der Verfasser betont einleitend, daß nach Herausgabe des internationalen Wolkenatlas kein Bedürfnis nach neuen Zusammenstellungen von Wolkenbildern besteht, daß jedoch eine moderne zusammenfassende Darstellung der Wolkenentstehung bis jetzt noch nicht vorhanden ist.

In dem vorliegenden Werk wird daher nach einem kurzen Überblick über die Vorbedingungen der Wolkenbildung (Wasserdampf und Wasserdampfverteilung, Kondensationsbedingungen usw.) und einer kurzen Besprechung der internationalen Wolkenformen eingehend auf die Bildung besonderer Wolkenformen (leuchtende Nachtwolken, Ultrazirren, Perlmutter-, Mammatus-, Hindernis-, Lentikularis-Wolken) eingegangen. 8 besonders schöne und auffällige Wolken dieser Art sind in 4 Tafeln beigegeben. Die Erklärungsversuche dieser Wolkenformen leiten dann zum Kapitel „Physik der Wolken“ über, in dem gerade die heute noch ungeklärten Fragen der Wolkenentstehung behandelt sind. Hierbei wird auch die Frage der Wolkenklassifikation nach physikalischen und genetischen Gesichtspunkten angeschnitten, die bisher zu einer befriedigenden Einteilung noch nicht führen konnten. Das 5. und 6. Kapitel bringt nach einer kurzen Ein-

*) A. Burger, Diss. Berlin 1935; G. Fanslau, Zeitschr. f. Geophys. Heft 2/3, 1936.

führung in die Meßmethoden der Wolkenhöhen und Wolkengeschwindigkeiten einen Überblick über unsere heutige Kenntnis der mittleren Wolkenverteilung in vertikaler und horizontaler Richtung, sowie eine kritische Untersuchung der Ergebnisse der Schätzung der Wolkenmenge.

Jedes Kapitel ist mit ausführlichen Literaturhinweisen versehen, die beim 3. und 4. Kapitel (besondere Wolkenformen und Physik der Wolken) besonders wertvoll erscheinen, da die hier behandelten Vorgänge und Erscheinungen in zahlreichen Zeitschriften in Form von Aufsätzen oder kurzen Notizen verstreut sind, die hier zum ersten Male unter einheitlichen Gesichtspunkten zusammengefaßt werden. G. A. Suckstorff.

Die 94. Versammlung der „Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte“

findet vom 20. bis 24. September in Dresden statt. Die Tagesordnung zeigt das Bestreben der Gesellschaft, getreu ihrer mehr als 100jährigen Überlieferung, Naturwissenschaft und Heilkunde zu pflegen und der Volksgemeinschaft nahe zu bringen. In dieser Beziehung sind die Darbietungen der beiden Allgemeinen Sitzungen richtunggebend.

Prof. Dr. v. Bergmann-Berlin und Prof. Dr. Grote-Dresden sprechen in der ersten dieser Sitzungen über „Leistungen und Ziele der Medizin und der biologischen Forschung.“ Sie geben den Rahmen für die besonderen Vorträge von Prof. Dr. Aschoff-Freiburg über „Pathologie und Biologie“ und von Prof. Dr. Max Hartmann-Berlin über die „Bedeutung der biologischen Forschung für die Medizin“. In der zweiten Allgemeinen Sitzung werden in den Themen „Katalyse und Katalysatoren in Chemie und Biologie“ und „Wirkstoffe in der belebten Natur“ die Heidelberger Gelehrten Dr. A. Mittasch und Prof. Dr. R. Kuhn die fördernden und lenkenden Stoffe in der unbelebten und in der belebten Natur behandeln. Für die Sitzung der Naturwissenschaftlichen Hauptgruppe sind Vorträge über „Experiment und Theorie in der exakten Wissenschaft“ von Prof. Dr. Gerlach-München, über „Die kosmische Ultrastrahlung“ von Prof. Dr. Regener-Stuttgart und über „Schweremessung“ von Prof. Dr. Tomaszek-Dresden vorgesehen. Die Medizinische Hauptgruppe hört Prof. Dr. Volhard und Prof. Dr. Thiel-Frankfurt a. M. über die „Bedeutung der Augenuntersuchung für die Diagnose und Differentialdiagnose der Hochdruck- und Nierenerkrankungen“ und Prof. Dr. Becher-Frankfurt a. M. über „Intestinale Autointoxikation“. Für die Kombinierten Sitzungen verschiedener Abteilungen haben sich die Herren Prof. Dr. Oelkers-Freiburg: „Der Stand der Forschungen über die Chromosomen als Träger der Erbanlage“, Prof. Dr. Bergmann-Breslau: „Hochfrequente Schwingungen und Ultraschall“, Prof. Dr. Trendelenburg-Berlin und Prof. Dr. Güttich-Köln: „Schallrichtungsbestimmungen“, Prof. Dr. Waldmann-Insel Riem und Prof. Dr. Herzberg-Düsseldorf: „Viruskrankheiten“, Prof. Dr. Payr-Leipzig: „Neuzeitliche Behandlung von Knochenbrüchen“ und Dr. Domagk-Elberfeld: „Chemotherapie der Streptokokkeninfektion“ zur Verfügung gestellt.

In den Abendvorträgen, die der gesamten Öffentlichkeit zugänglich sind, sprechen Prof. Dr. Wiegand-Berlin über: „Das Asklepieion von Pergamon, eine frühgeschichtliche Heilbadanlage“, Prof. Dr. Holthusen-Hamburg über: „Die Bedeutung der Röntgenstrahlen für Forschung und Praxis in der Medizin“, Prof. Dr. Finsterwalder-Hannover über: „Die deutsche Himalaya-Expedition am Nanga Parbat und ihre Ergebnisse“ und Prof. Dr. Schröter-Berlin über: „Entwicklung, Stand und Grenzen der Fernsehtechnik.“

Die Tagung beginnt wie üblich mit einer feierlichen Eröffnungssitzung und einem Begrüßungsabend für die Teilnehmer am Sonntag, dem 20. September. Für alle Tage sind außerdem gesellige Veranstaltungen, Theatervorstellungen und Ausflüge vorgesehen, die Gelegenheit geben, die Vorzüge Dresdens und seiner schönen Umgebung zu genießen.

Zur Theorie der Erdbebenwellen

Die „wandernde Reflexion“ der Seismik als Analogon zur „Kopfwelle“ der Ballistik

Von O. v. Schmidt — (Mit 4 Abbildungen)

Die Theorie der „wandernden Reflexion“ des Verfassers hatte bisher den Mangel, daß analoge Vorgänge in der Physik zu fehlen schienen. Es wird gezeigt, daß die „Kopfwelle“ der Ballistik nicht nur qualitativ, sondern auch formelmäßig ein Analogon darstellt; genau wie in der Ballistik tritt auch in der Seismik eine „Kopfwelle“ nur dann auf, wenn Überschallgeschwindigkeit vorliegt, dann ist $\sin \alpha_0 = V_1/V_2$. Weiterhin wird die „wandernde Reflexion“ auf die Ausbreitungsvorgänge bei Kurzwellen und auf die Totalreflexion der Optik verallgemeinert.

In keinem der vielen Gebiete der Physik, die sich mit Wellenvorgängen beschäftigen, ist der Begriff des „Strahles“ ein so wohl definierter, wie in der Sprengseismik. Es liegt dieses an der Meßmethode: der Moment der Sprengung ist genau definiert, der Moment der Ankunft des ersten Impulses ist ebenso genau meßbar; es ergibt sich also mit Leichtigkeit die Zeit, die ein Wellenvorgang gebraucht, bis der erste Impuls beim Seismographen eintrifft. Der erste Impuls muß stets auf dem Wege der kürzesten Zeit eingetroffen sein — und diesen Weg nennt man in der Seismik eben den Strahl.

Da es sich hierbei um Einzelimpulse handelt, so fallen alle Komplikationen fort, die durch die Summierung und Auslöschung bei eingeschwungenen Vorgängen entstehen; der Verlauf der Wellenausbreitung ist viel einfacher zu übersehen als in der Optik und Akustik — und dadurch erklärt sich die Beobachtung neuer Phänomene in der Sprengseismik: es sind ausgesprochene „Kopfphänomene“, die bei den eingeschwungenen Vorgängen sehr viel schwerer beobachtet werden können.

Die überraschendste Erscheinung bei der Sprengseismik ist das Vorhandensein einer Grenzwellen; es sollen im folgenden kurz das Zustandekommen und das Verhalten der Grenzwellen rekapituliert werden. Näheres siehe v. Schmidt¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾.

Die Fig. 1 stelle einen Schnitt senkrecht zur Erdoberfläche dar: die obere Schicht sei Sand mit der Schallgeschwindigkeit V_1 , die untere Schicht sei Kalk mit der Schallgeschwindigkeit V_2 ($V_2 > V_1$). Die Gerade $F - G$ stelle den Schnitt durch die ebene Trennfläche zwischen den beiden Schichten dar, wobei besonders darauf hingewiesen sei, daß derartige überraschend ebene Grenzflächen als ehemalige Meeresböden in der Natur recht häufig angetroffen werden.

Wird nun in A eine Sprengung ausgeführt, so verläuft (auf Grund tausender Versuche) der Vorgang folgendermaßen: Der von der Sprengstelle ausgehende Strahl gelangt nach den einzelnen Beobachtungsstellen B, C, D, E stets auf dem Wege der kürzesten Zeit, er fällt also unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion α_0 in den Kalk ein und läuft an der Oberfläche desselben mit der Geschwindigkeit des Kalkes V_2 entlang. Diese Grenzwellen wirkt nun auf den Sand zurück, so daß zu den einzelnen Registrierstellen B, C, D, E Strahlen unter dem Grenzwinkel α_0 aufsteigen.

Mit anderen Worten, die Welle K ruft im Sande eine Wellenfront KB hervor, die mit der Grenzfläche den Winkel α_0 bildet, wobei $\sin \alpha_0 = V_1/V_2$ ist; der gesamte Erscheinungskomplex sei der Kürze halber „wandernde Reflexion“ genannt.

In der ersten Zeit wurde das Einfallen unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion angezweifelt, da nach einer allgemein verbreiteten und zum Teil heute

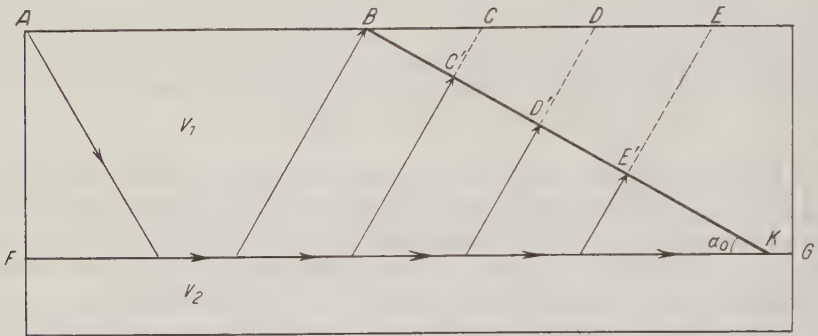


Fig. 1. Die „wandernde Reflexion“. Von A (der Sprengstelle) fällt der „Strahl“ unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion α_0 in die Schicht 2 ein und läuft an der Grenze entlang; er sendet dort kontinuierlich „Strahlen“ herauf; B, C', D', E, K ist die Wellenfront, die mit der Grenzschicht den Winkel α_0 bildet

noch gültigen Anschauung beim Grenzwinkel der Totalreflexion die Energie des ins zweite Medium eindringenden Strahles (also des Grenzstrahles) gleich Null sein mußte. In einer speziell dieser Frage gewidmeten Arbeit konnte nachgewiesen werden [v. Schmidt⁶], daß dieser Irrtum auf einer nicht genügend genauen Diskussion der Fresnelschen Gleichungen beruht: Die Fresnelschen Gleichungen ergeben für die *Intensität* des Grenzstrahles Null, weil seinerzeit im Ansatz für die Intensitätsverteilung an das eventuelle Vorhandensein einer Grenzwellen überhaupt nicht gedacht wurde. Ganz anders liegen die Dinge jedoch betreffs der *Amplituden* des Grenzstrahles, und es ist im höchsten Grade erstaunlich, daß darauf nicht schon längst hingewiesen worden ist; nach Fresnel ist die Amplitude A^d des durchgehenden Strahles:

$$\text{bei senkrechter Polarisierung: } A_{\perp}^d = A_{\perp}^e \cdot 2!$$

$$\text{bei paralleler Polarisierung: } A_{\parallel}^d = A_{\parallel}^e \cdot 2/\sin \alpha!$$

Dieses Ergebnis stimmt mit der vom Verfasser in den letzten Arbeiten mehrfach geäußerten Ansicht überein, daß der größte Teil der einfallenden Intensität als eine summierte Welle im Grenzstrahl weiterläuft und dann erst als Sekundärerscheinung in das obere Medium — also den Sand — kontinuierlich zurückstrahlt: Die „Totalreflexion“ bleibt gelten, jedoch nach einem mehr oder weniger langen Umweg über den Grenzstrahl.

Das Einfallen des Beben- oder Schallstrahles unter dem Grenzwinkel α_0 , wie auch das Fortlaufen einer äußerst intensiven Grenzwellen mit der Geschwindigkeit V_2 wurden allmählich anerkannt [vgl. Haalek⁷⁾, H. M. Rutherford⁸⁾ sowie F. Gerecke⁹⁾]; das Wiederaufsteigen jedoch der Strahlen in den Sand oder mit anderen Worten einer Wellenfront unter dem Winkel α_0 allein in den Sand, ohne daß eine derartige Erscheinung im Kalk nachgewiesen werden konnte, diese Erscheinungen wurden meistens als sehr unwahrscheinlich oder sogar unmöglich hingestellt, da sie ohne physikalisches Analogon seien.

Nun gibt es aber doch ein physikalisches Analogon zu dem oben dargestellten Erscheinungskomplex, durch welches die Vorgänge der „wandernden Reflexion“ nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ auf schon bekannte physikalische Vorgänge zurückgeführt werden; hiervon soll im folgenden die Rede sein.

Die Kopfwelle der Ballistik als Analogon zur „wandernden Reflexion“

Betrachten wir die Erscheinungen bei der Bewegung eines Geschosses durch die Luft, wie sie erstmalig von Mach^{10) 11) 12) 13)} nach der Schlierenmethode photographiert worden sind. Die Fig. 2 zeigt die auftretenden Erscheinungen in einer Originalphotographie nach Cranz, die ich dem freundlichen Entgegenkommen des Instituts für technische Physik der Techn. Hochschule Charlottenburg zu verdanken habe; über die Technik derartiger Schlierenaufnahmen vgl. Cranz¹⁴⁾.

Die von der Spitze des Geschosses ausgehende „Kopfwelle“, auch „Geschoßwelle“ genannt, tritt, wie schon Mach gefunden hatte, immer nur dann auf, wenn sich das Geschöß

mit Überschallgeschwindigkeit durch die Luft bewegt; in diesem Falle hören wir nach dem Vorbeifliegen des Geschosses ganz deutlich zwei getrennte Knalle, einen „Geschoßknall“, von der Kopfwelle herrührend, und einen „Mündungs-



Fig. 2. „Kopf- oder Geschößwelle“ eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses; von der Spitze geht eine Druckwelle aus, vom Ende eine Verdünnungswelle. Originalaufnahme nach Cranz-Schardien

knall“, vom Geschütz herrührend; es ist dabei gleich, ob es sich um ein Infanteriegewehr oder ein Geschütz handelt.

Weiterhin hat schon Mach festgestellt, daß der Winkel α , unter dem die Kopfwelle die Geschosbahn verläßt, dem Gesetz gehorcht, daß $\sin \alpha = V_1/V_2$.

Die Erklärung für die Kopfwelle ist erstmalig von Mach gegeben und dann von allen Fachleuten akzeptiert und bestätigt worden: an der Spitze des Geschosses bildet sich eine Luftverdichtung, die sich nach allen Seiten kugelförmig auszubreiten bestrebt, und zwar mit der Schallgeschwindigkeit V_1 ; gleichzeitig bewegt sich das Geschos mit der Geschwindigkeit V_2 längs der Geraden EA vorwärts (siehe Fig. 3), wenn das Geschos also im Moment der Photographie im

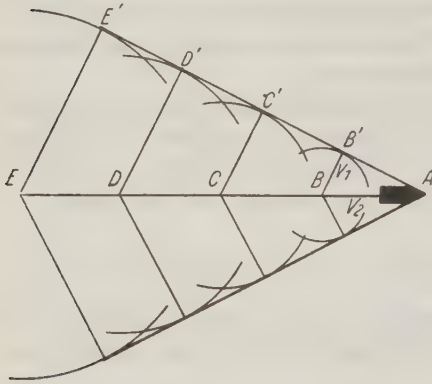


Fig. 3. Erklärung der Fig. 2. EE' ist proportional der Schallgeschwindigkeit V_1 eingezeichnet, EA entsprechend der Geschosgeschwindigkeit V_2 ; $\sin \alpha = V_1/V_2$; die Kopfwelle ist die Umhüllende der Elementarwellen und tritt nur bei Überschallgeschwindigkeit auf

Punkte A ist, so war es 1 Sekunde vorher in B (wobei BA der Geschosgeschwindigkeit entsprechen soll), der Schall hat sich in der Zeit aber nur zu der Elementarwelle mit dem Radius BB' ausgebreitet. Erweitern wir diese Überlegung auf den Punkt C , in dem das Geschos vor 2 Sekunden war, so finden wir, daß der von dort ausgehende Schall im Moment der Photographie bis zu C' gelaufen ist; zu analogem Schluß kommen wir vom Punkte D und E aus. Wir finden also, daß die Kopfwelle $A - E'$ die Umhüllende der Schar von Elementarwellen ist, die durch die Verdichtung der Luft an der Geschosspitze auftreten. Weiterhin ist aus der Fig. 3 mit Leichtigkeit zu ersehen, daß $\sin \alpha = EE'/EA$ ist und da die Strecken

den Geschwindigkeiten entsprechen, so ergibt sich: $\sin \alpha = V_1/V_2$. Die Form der Knallwelle, die in einem Aufpunkt eintrifft, wenn sich die Schallquelle mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, ist von Picht¹⁵⁾ berechnet worden. In der Arbeit wird kurz darauf hingewiesen, daß die für die Form der Knallwelle geltenden Überlegungen auch auf seismische Fragen angewandt werden können. Wie mir nach Beendigung vorliegender Arbeit Herr Prof. Angenheister mitteilte, sind derartige Überlegungen von ihm und Herrn Prof. Picht seinerzeit gelegentlich erörtert, aber nicht abschließend weiter verfolgt worden.

Cranz (l. c.) hat in sehr eleganten Versuchen bewiesen, daß es wirklich die Elementarwellen sind, die die Kopfwelle hervorrufen, und ebenso hat er zeigen können, daß durch das Geschos keine Luft transportiert wird, sondern daß es sich um einen Bewegungszustand handelt. Wir können die Ergebnisse der Ballistik in folgender Form verallgemeinert zusammenfassen: *Bewegt sich in einem gas-*

förmigen, flüssigen oder festen Medium mit der Schallgeschwindigkeit V_1 in Verdichtungszustand mit der Überschallgeschwindigkeit V_2 , so tritt eine Kopfwelle auf, wobei $\sin \alpha = V_1/V_2$. Bewegt sich der Verdichtungszustand mit der normalen Schallgeschwindigkeit des Mediums oder mit Unterschallgeschwindigkeit, so tritt keine Kopfwelle auf.

Kehren wir nun zu den Vorgängen der Stoßseismik zurück: wir hatten auf Grund experimenteller Ergebnisse gefunden, daß sich an der Grenze des Kalkes eine Welle mit der Geschwindigkeit V_2 vorwärtsbewegt, wobei V_2 größer als V_1 — die Geschwindigkeit des angrenzenden Sandes — war. Es bewegt sich also die Grenzwellen relativ zum Sande mit Überschallgeschwindigkeit, es müßte also eine Kopfwelle auftreten und gleichzeitig müßte $\sin \alpha_0 = V_1/V_2$ sein; genau dieses

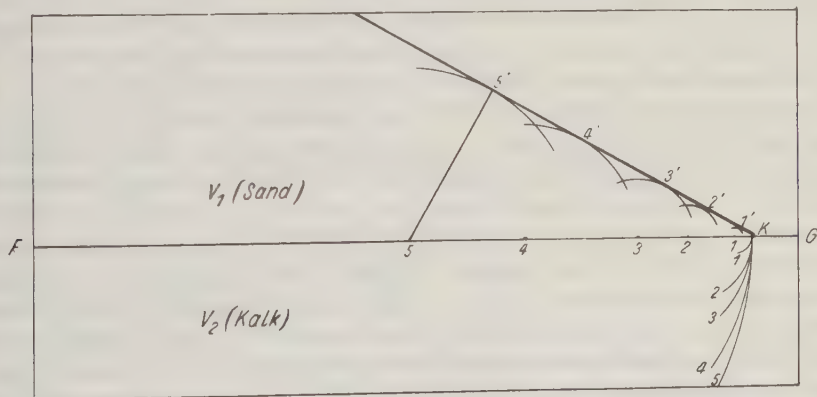


Fig. 4. Die „wandernde Reflexion“ durch Elementarwellen dargestellt: relativ zum Sande läuft K mit Überschallgeschwindigkeit, daher tritt die Kopfwelle 1', 2', 3', 4', 5' auf. Relativ zum Kalk läuft K mit normaler Schallgeschwindigkeit, daher tritt im Kalk keine Kopfwelle auf, sondern nur ein einzelner Strahl an der Berührungsstelle der einzelnen Elementarwellen, also eine Grenzwellen

beobachten wir nun auch in der Seismik; von der Spitze der Kalkwellen steigt eine Wellenfront im Sande auf, wobei $\sin \alpha_0 = V_1/V_2$ ist. Damit ist der erste Teil der Erscheinung erklärt, es verbleibt noch die Frage, warum keine Ausstrahlung nach dem darunterliegenden Kalk auftritt. Auch diese Frage erklärt sich als logische Folgerung unserer Zusammenfassung der ballistischen Ergebnisse: da die Grenzwellen mit der normalen Schallgeschwindigkeit des Kalkes verläuft, so kann es zur Ausbildung einer Kopfwelle im Kalk gar nicht kommen, eine Ausstrahlung tritt also nur nach der Seite mit der geringeren Schallgeschwindigkeit auf.

Wir können den Gesamtvorgang an der Grenzschicht durch Huygenssche Elementarwellen darstellen (siehe Fig. 4): Die im Kalk sich ausbreitenden Elementarwellen 1, 2, 3, 4, 5 berühren sich nur im Punkte K , es läuft also nur eine praktisch unendlich dünne Wellenfront oder ein einzelner Strahl an der Kalkgrenze ent-

lang; im Sande breiten sich die Elementarwellen $5'$, $4'$, $3'$, $2'$, $1'$ mit geringerer Geschwindigkeit aus, wir erhalten die aufsteigende Wellenfront unter dem Winkel α_0 .

Somit ist der Vorgang der „wandernden Reflexion“ nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ auf einen längst bekannten Vorgang zurückgeführt und dürfte damit noch besser vorstellbar geworden sein; denn vorstellbar heißt doch nichts anderes als „ähnlich solchen Vorstellungen, an die man gewohnt ist“.

Verallgemeinerung der Resultate auf elektromagnetische Grenzwellen

Das Interessanteste an den obigen Resultaten ist die Möglichkeit, die Gedankengänge auch auf die elektromagnetischen Vorgänge verallgemeinern zu können, trotzdem im ersten Moment ein derartiger Sprung sehr gewagt erscheint. Am naheliegendsten ist die Analogie mit der Kurzwellenausbreitung: Denken wir uns Fig. 1 auf dem Kopfe stehend, die Explosionsstelle werde durch den Sender ersetzt, die Kalkschicht mit der größeren Fortpflanzungsgeschwindigkeit sei die Kennely-Heavisaid-Schicht (K.-H.-Schicht), so kommen wir zu dem Analogieschluß, daß die Kurzwellen an der Grenze der K.-H.-Schicht entlanglaufen und kontinuierlich unter dem Grenzwinkel α eine Abstrahlung auf die Erde erfolgt („wandernde Reflexion“). Eine derartige Erklärung des Kurzwellenumlaufes bietet vor den bisherigen Theorien einer Beugung innerhalb der K.-H.-Schicht bzw. einer Mehrfachreflexion bedeutende Vorteile; es sei zu dieser Frage auf folgende Arbeiten verwiesen: Forsterling und Lassen¹⁶⁾, Quack und Mögel¹⁷⁾, H. Faßbender¹⁸⁾, H. Rukop¹⁹⁾. Diese Hypothese [vgl. v. Schmidt⁶⁾] ist kürzlich in einer Diplomarbeit von Schneeweiss²⁰⁾ auf Anregung von Prof. Faßbender einer kritischen Untersuchung unterzogen worden, wobei Schneeweiss zu folgenden hauptsächlichsten Ergebnissen kommt:

Alle bisherigen Erklärungen für den Mehrfachumlauf von Kurzwellensignalen um die Erde stoßen auf erhebliche Widersprüche mit den Beobachtungen.

„Es ist eigentlich erstaunlich, wie gut der größte Teil der bei der Wellenausbreitung auf große Entfernungen erhaltenen Beobachtungsergebnisse von der Schmidtschen Theorie der „wandernden Reflexion“, obwohl diese von ganz einfachen Annahmen ausgeht, wiedergegeben wird, eine gewisse Anwendungsmöglichkeit ist aus diesem Grunde schon gegeben.“

Sowohl nach der Beugungstheorie als auch nach der Theorie der Mehrfachreflexionen kann der scharfe Einsatz der Signale nicht erklärt werden; „der scharfe Einsatz der Zeichen nach einem Erdumlauf ist nach der Schmidtschen Theorie selbstverständlich, da ja im Gegensatz zu der Zickzackreflexionstheorie nur ein einziger Ausbreitungsweg um die Erde vorhanden ist.“

„Bei Annahme der wandernden Reflexion an einer ionisierten Schicht läßt sich die Erdumlaufszeit berechnen . . . der berechnete Wert von 0.1382 sec stimmt mit dem von Quäck¹⁷⁾ beobachteten von 0.1385 sec innerhalb dessen Meßgenauigkeit überein, eine Übereinstimmung, die geradezu erstaunlich gut ist.“

Weitere Einzelheiten über die Anwendung der „wandernden Reflexion“ auf die Kurzwellenausbreitung werden an anderer Stelle erscheinen, die kurzen Andeutungen sollten nur zeigen, daß die „wandernde Reflexion“ sich nicht etwa auf die Erscheinung der Sprengseismik beschränkt, sondern daß es sich um eine ganz allgemein gültige neue Erklärung der Totalreflexion handelt.

Literatur

- 1) v. Schmidt: Angewandte Seismik. Zeitschr. f. Geophys. **4**, 134 (1928).
- 2) Derselbe: Theorie der 3-Schichten-Seismik. Ebenda **7**, 37 (1931).
- 3) Derselbe: Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Ebenda **8**, 376 (1932).
- 4) Derselbe: Über die Totalreflexion in der Akustik und Optik. Ann. d. Phys. **19**, 891 (1934).
- 5) Derselbe: Über den Energietransport bei der Sprengseismik. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 376 (1934).
- 6) Derselbe: Sprengseismische Untersuchungen. Ebenda **11**, 83 (1935).
- 7) H. Haalck: Lehrbuch der angew. Geophysik. Berlin, Bornträger, 1933.
- 8) H. M. Rutherford: Reflection Methods of Seismic Prospecting. Technical Publication Nr. 486.
- 9) F. Gerecke: Wellentypen, Strahlengang und Tiefenberechnung bei seismischen Eisdickenmessungen ... Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen, XI., 1933.
- 10) Mach: Wien. Berichte **95**, 765 (1887).
- 11) Derselbe: Ebenda **97**, 1045 (1888).
- 12) Derselbe: Ebenda **98**, 1257 (1889).
- 13) Derselbe: Ebenda **101**, 977 (1892).
- 14) Cranz: Lehrbuch der Ballistik.
- 15) J. Picht: Beitrag zur Theorie des Geschoßknalles. Zeitschr. f. Geophys. **3**, 224 (1927).
- 16) Forsterling und Lassen: Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 453, 506 (1931).
- 17) Quäck und Mögel: E. N. T. **6**, 45 (1929).
- 18) H. Fassbender: Hochfrequenztechnik in der Luftfahrt. Berlin, J. Springer, 1932.
- 19) H. Rukop: E. N. T. **10**, 41 (1933).
- 20) W. Schneeweiss: Es ist eingehend zu prüfen, ob die Möglichkeit besteht, die Schmidtsche Theorie der wandernden Reflexion auf die Wellenausbreitung innerhalb der Ionosphäre anzuwenden. Diplomarbeit Techn. Hochsch. Berlin, 1935, Institut für elektrische Schwingungslehre.

Charlottenburg, den 10. Juni 1936.

Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen

Von **Gerhard Schmerwitz**, Jena — (Mit 8 Abbildungen)

Galvanometrisch registrierende Seismographen sind Systeme mit Dämpfungskoppelung. Eine theoretische Ableitung des von außen ungestörten Bewegungsvorganges führt zu dem Ergebnis, daß infolge der Koppelung in jedem System zwei Eigenschwingungen veränderter Frequenz und Dämpfung zugleich auftreten. Bei starker Koppelung (Koppelungsfaktor nahezu 1) verschwindet in der einen Schwingung die Dämpfung fast ganz, während die andere stark aperiodisch wird. Dieses Ergebnis der Rechnungen wird durch hierzu angestellte Versuche experimentell bestätigt. Bei den gebräuchlichen Galitzinanordnungen liegen die Koppelungsfaktoren etwa zwischen 0.1 bis 0.5. Hier treten die Störungen nur in abgeschwächter Form in Erscheinung. Die neuen Instrumentenentwürfe dieser Art mit geringer Seismometermasse (wie nachgewiesen wird, ist das Verhältnis der Trägheitsmomente maßgebend) besitzen infolge des Koppelungsfaktors keine einfach-harmonische Eigenschwingung. Eine einwandfreie Deutung der von solchen Instrumenten gelieferten Seismogramme ist daher nicht mehr gesichert.

1. Einleitung

Von B. Galitzin wurde die galvanometrische Methode für die vergrößerte Aufzeichnung von Seismometerbewegungen entwickelt*). Eine oder mehrere mit der Seismometermasse starr verbundene Induktionsspulen bewegen sich in dem Feld eines kräftigen feststehenden Permanentmagneten; die hierbei induzierten Ströme werden einem entfernt aufgestellten Galvanometer zugeführt.

Von Galitzin ist für diese Anordnung eine Theorie gegeben worden. In den Ausgangsgleichungen wurde hierbei zur Vereinfachung der Rechnung eine Rückwirkung des Galvanometers auf das Seismometer nicht mit einbezogen. Nach Galitzin (l. c. S. 223) haben die zur Untersuchung dieser Frage angestellten Beobachtungen gezeigt, daß bei einer nicht zu geringen Masse des Seismometers diese Rückwirkung belanglos ist.

Unter gewissen Umständen (z. B. bei der Konstruktion eines Klinographen) ist es notwendig zu wissen, ob in dieser Beziehung genau das Massenverhältnis beider Systeme maßgebend ist oder eine andere damit in Zusammenhang stehende Größe wie die Wurzel aus den Massen oder vielleicht die Trägheitsmomente oder deren Wurzel. Hierüber gibt nur eine Rechnung die richtige Auskunft.

Die mathematische Formulierung der Differentialgleichungen unter Berücksichtigung der Rückwirkung des Galvanometers wurde bereits von F. Wenner**) aufgestellt und eine partikuläre Lösung für den Fall erzwungener Schwingungen

*) Z. B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie. Teubner, Leipzig 1914, S. 222 bis 226 u. S. 285 bis 379.

**) F. Wenner, Bureau of Standards Journal of Research 2, Mai 1929, S. 963 bis 999 (Research Paper Nr. 66).

durchgeführt. Auf der gleichen Grundlage ist kürzlich auch eine Diskussion der Lösungen von Coulomb und Grenet*) gegeben worden. Die in dem ersten Fall durchgeführte und die in dem zweiten vorgeschlagenen Neukonstruktionen besitzen gegenüber dem bisher Üblichen nur noch den etwa 14. Teil der Seismometermasse. Sie stehen damit in einem gewissen Gegensatz zu den eben erwähnten Erfahrungen von B. Galitzin.

Weiterhin ist zu bedenken, daß bei gekoppelten Systemen Ausgangsfrequenz und -dämpfung verändert werden und jedes System für sich eine aus zwei Schwingungen verschiedener Periode und Dämpfung zusammengesetzte Bewegung ausführt.

Über diese Eigenschaften der freien Schwingungen eines gekoppelten Systems muß man sich zuerst Klarheit verschaffen, bevor man daran geht, die erzwungenen Schwingungen zu berechnen und die dynamische Vergrößerungsfunktion aufzustellen. Das letztgenannte ist in den beiden erwähnten Arbeiten bereits geschehen. In diesen bleibt vor allem noch der Nachweis offen, wie weit durch das benutzte *partikuläre* Integral die Verhältnisse wirklich dargestellt werden. Diese Frage soll hier zunächst noch nicht behandelt werden.

2. Freie Schwingungen zweier Systeme mit Dämpfungskoppelung

Die Differentialgleichungen gekoppelter Systeme sind bereits von Rayleigh aufgestellt worden. Lösungen wurden in Sonderfällen erst später von M. Wien, P. Drude**) u. a. für elektrische und akustische Anwendungen durchgeführt.

Von den drei hierbei möglichen Koppelungsarten, der Beschleunigungs-, Kraft- und Dämpfungskoppelung sind bisher nur die beiden erstgenannten wegen ihrer praktischen Bedeutung ausführlicher behandelt worden. Das System: Seismometer—Galvanometer ist wohl der erste Fall, in dem auch die Dämpfungskoppelung eine Anwendung erhält.

In Anlehnung an die in der Physik übliche Bezeichnungsweise wird die Bewegungsgleichung des Seismometers und des Galvanometers wie folgt geschrieben:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2h_1 \frac{dx_1}{dt} + k_1^2 \cdot x_1 + 2\sigma_1 h_1 \frac{dx_2}{dt} = 0 \text{ (Galvanometer)} \dots (1)$$

$$\frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2h_2 \frac{dx_2}{dt} + k_2^2 \cdot x_2 + 2\sigma_2 h_2 \frac{dx_1}{dt} = 0 \text{ (Seismometer)} \dots (2)$$

Hierbei bedeuten: h_1 und h_2 die Dämpfungskonstanten; k_1, k_2 die Kreisfrequenzen; σ_1 und σ_2 zwei Faktoren, welche den Grad der Rückwirkung der beiden Systeme

*) J. Coulomb et G. Grenet: Nouveaux principes de construction des seismographes électromagnétiques. Ann. de Phys. 11. serie t. 3. (Avril 1935).

**) M. Wien: Ann. d. Phys. 61, 163 (1897); P. Drude: ebenda 13, 512 (1904). Eine gute Übersicht in W. Hort: Techn. Schwingungslehre, S. 634. Berlin, Springer, 1922.

aufeinander angeben. Der Koppelungsfaktor wird mit $\sigma = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2}$ bezeichnet. Die Dämpfungen und Frequenzen können beliebige Ausgangswerte besitzen; der Faktor σ jedoch nur Werte zwischen 0 und 1.

Durch zweimaliges Differenzieren und Einsetzen erhält man für x_1 bzw. x_2 je eine Differentialgleichung vierter Ordnung von der Form:

$$\frac{d^4 x}{dt^4} + 2(h_1 + h_2) \frac{d^3 x}{dt^3} + (k_1^2 + k_2^2 + 4h_1 h_2 [1 - \sigma^2]) \frac{d^2 x}{dt^2} + 2(h_1 k_2^2 + h_2 k_1^2) \frac{dx}{dt} + k_1^2 k_2^2 x = 0.$$

Um diese Gleichung zu lösen, müssen die Wurzeln der charakteristischen Gleichung (siehe z. B. Czuber: Lineare Differentialgleichungen. Vorlesungen Bd. II, S. 469) bekannt sein. Diese lautet hier:

$$r^4 + 2(h_1 + h_2)r^3 + (k_1^2 + k_2^2 + 4h_1 h_2 [1 - \sigma^2])r^2 + 2(h_1 k_2^2 + h_2 k_1^2)r + k_1^2 k_2^2 = 0.$$

Nach Einführung der neuen Veränderlichen $z = r + \frac{h_1 + h_2}{2}$ erhält man die Form:

$$\left. \begin{aligned} & z^4 + z^3 \left(k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2 - \frac{(h_1 - h_2)^2}{2} - 4h_1 h_2 \sigma^2 \right) \\ & + z \cdot ([h_2 - h_1] \cdot [k_1^2 - h_1^2 - k_2^2 + h_2^2] + 4[h_1 + h_2] \cdot h_1 h_2 \cdot \sigma^2) + \left(\frac{h_1 - h_2}{2} \right)^4 \\ & + \left(\frac{h_1 - h_2}{2} \right)^2 (k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2) + (k_1^2 - h_1^2)(k_2^2 - h_2^2) - h_1 h_2 (h_1 + h_2)^2 \sigma^2 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Die Wurzeln dieser Gleichungen müssen, falls die Lösung wieder zu einer periodischen Funktion führen soll, komplex angesetzt werden und die Form haben:

$$z_1 = \beta + i \cdot \omega_1, \quad z_2 = \beta - i \cdot \omega_1, \quad z_3 = -\beta + i \cdot \omega_2, \quad z_4 = -\beta - i \cdot \omega_2,$$

dann ist

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \beta - \frac{h_1 + h_2}{2} + i \cdot \omega_1 = -\delta_1 + i \cdot \omega_1; & r_2 &= \beta - \frac{h_1 + h_2}{2} - i \cdot \omega_1 = -\delta_1 - i \cdot \omega_1 \\ r_3 &= -\beta - \frac{h_1 + h_2}{2} + i \cdot \omega_2 = -\delta_2 + i \cdot \omega_2; & r_4 &= -\beta - \frac{h_1 + h_2}{2} - i \cdot \omega_2 = -\delta_2 - i \cdot \omega_2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Es können aber auch ein oder zwei Paare reeller Lösungen vorhanden sein, womit die Fälle beliebiger aperiodisch gedämpfter Bewegungen erfaßt werden. Um hierfür die Einführung neuer Bezeichnungen zu vermeiden, sollen diese durch imaginäre Werte von ω_1 und ω_2 gegeben sein, so daß dann $i \cdot \omega_1$ und $i \cdot \omega_2$ reelle Zahlen darstellen.

Unter diesen Voraussetzungen müssen die Lösungen der Differentialgleichungen in folgenden drei Formen aufgestellt werden:

I. (ω_1 und ω_2 reell). Lösung durch zwei periodische Funktionen.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B_1 \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (\text{Galv.}) \\ x_2 &= A_2 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B_2 \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

II. (ω_1 reell; ω_2 imaginär.) Lösung durch eine periodische und eine aperiodische (Exponential-) Funktion.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Galv.}), \\ x_2 &= A_2 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B' \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

III. (ω_1 und ω_2 imaginär.) Lösung durch zwei aperiodische Funktionen

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= e^{-\delta_1 t} \cdot (c_1 \cdot e^{\omega_1 t} + c_2 \cdot e^{-\omega_1 t}) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Galv.}), \\ x_2 &= A' \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot (c_1 \cdot e^{\omega_1 t} + c_2 \cdot e^{-\omega_1 t}) + B' \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die Werte der Konstanten: $A_1, B_1, A_2, B_2; \varphi_1, \varphi_2$ bzw. $A_1, A_2, \varphi_1, B', c_3, c_4$ bzw. $A', c_1, c_2, B', c_3, c_4$ sind jeweils aus den gegebenen Werten $k_1, k_2, h_1, h_2, \sigma$ und gemäß der willkürlichen Wahl der Anfangsbedingungen zu bestimmen. In Sonderfällen kann es gelingen, für diese Beziehungen einfache Ausdrücke zu finden.

Bei ganz allgemeinen Ausgangswerten läßt sich jedoch eine geschlossene Form nicht angeben, da die Lösung auf Gleichungen dritten Grades stößt, die teils die Anwendung der Cardanischen Formel, teils trigonometrische Rechnung erfordert. In Anlehnung an einen ähnlichen Weg, den P. Drude eingeschlagen hat, geht die Bestimmung der Konstanten dann wie folgt vor sich: Eine Gleichung vierten Grades mit den Wurzeln z_1, z_2, z_3, z_4 kann geschrieben werden:

$$(z - z_1) \cdot (z - z_2) \cdot (z - z_3) \cdot (z - z_4) = 0.$$

Durch Lösen der Klammern und Vergleich mit den Formeln (3) und (4). Kap. 2 ergeben sich die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\beta^2 &= k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2 - \frac{(h_1 - h_2)^2}{2} - 4h_1 h_2 \sigma^2 = a \\ 2\beta(\omega_1^2 - \omega_2^2) &= (h_2 - h_1)(k_1^2 - k_2^2 - h_1^2 + h_2^2) + 4(h_1 + h_2)h_1 \cdot h_2 \cdot \sigma^2 = b \\ (\omega_1^2 + \beta^2)(\omega_2^2 + \beta^2) &= \left(\frac{h_1 - h_2}{2}\right)^4 + \left(\frac{h_1 - h_2}{2}\right)^2 (k_1^2 + k_2^2 - h_1^2 - h_2^2) \\ &\quad + (k_1^2 - h_1^2)(k_2^2 - h_2^2) - h_1 h_2 (h_1 + h_2)^2 \sigma^2 = c \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Da die rechten Seiten sich aus den gegebenen Größen zusammensetzen, werden diese mit den Parameterwerten a, b, c bezeichnet. Mit Hilfe dieser Gleichungen lassen sich die drei Unbekannten $\omega_1, \omega_2, \beta$ und hieraus nach (4) auch δ_1 und δ_2 in allen Fällen ermitteln. Das Verfahren ist ausführlich bei anderer Gelegenheit bereits in Gerlands Beitr. Bd. 4, Heft 3, S. 280—281 (1934) dargestellt worden.

Bei der von Galitzin getroffenen Anordnung: $k_1 = h_1 = k_2 = h_2$, die auch annähernd von der Wennerschen Konstruktion eingehalten wird, vereinfachen sich die Rechnungen in folgender Weise: Man setze die Lösungen (5) bzw. (6) oder (7) nach ein- und zweimaligem Differenzieren in die Ausgangsgleichungen (1) und (2) ein und beachte, daß diese zu allen Zeiten t identisch Null sein müssen. Es sind daher die Koeffizienten gleicher Zeitfunktionen einzeln gleich Null zu setzen.

Das einfache Ergebnis dieser Rechnungen lautet bei Erweiterung der oben gemachten Voraussetzungen auf: $k_1 = k_2$; $h_1 = h_2$ (wodurch auch beliebige, gleich stark gedämpfte Systeme erfaßt werden):

$$k^2 = \omega_1^2 + \delta_1^2 = \omega_2^2 + \delta_2^2 \dots \dots \dots (9)$$

Mit den Abkürzungen: $k_1 = k_2 = k$, $h_1 = h_2 = h$.

Für aperiodische Lösungen folgen die gleichen Beziehungen, wobei jedoch ω_1 und ω_2 imaginäre Werte darstellen.

Weiter ergibt sich für die Amplitudenverhältnisse:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{1}{A'} = \frac{\delta_1 - h}{h \cdot \sigma_2} = \frac{h \cdot \sigma_1}{\delta_1 - h} \quad \text{und} \quad \frac{B_1}{B_2} = \frac{1}{B'} = \frac{\delta_2 - h}{h \cdot \sigma_2} = \frac{h \cdot \sigma_1}{\delta_2 - h}.$$

Das führt schließlich für δ_2 und δ_1 zu einer einfachen linearen Abhängigkeit vom Koppelungsfaktor:

$$\boxed{\delta_{2:1} = h \cdot (1 \pm \sigma)} \dots \dots \dots (10)$$

Auch für die Kreisfrequenzen folgen dann einfache Beziehungen:

$$\boxed{\begin{aligned} \omega_1^2 &= k^2 - h^2 \cdot (1 - \sigma)^2 \\ \omega_2^2 &= k^2 - h^2 \cdot (1 + \sigma)^2 \end{aligned}} \dots \dots \dots (11)$$

Hieraus ergeben sich ω_1^2 und ω_2^2 bei aperiodischen Lösungen negativ.

Im Fall I wird dann die Bewegung eines jeden der beiden Systeme durch folgende Funktionen der Zeit dargestellt:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-h(1-\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1-\sigma)^2} \cdot t + \varphi_1) \\ &\quad + B_1 \cdot e^{-h(1+\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1+\sigma)^2} \cdot t + \varphi_2), \\ x_2 &= A_1 \cdot \frac{\delta_1 - h}{h \cdot \sigma_1} \cdot e^{-h(1-\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1-\sigma)^2} \cdot t + \varphi_1) \\ &\quad + B_1 \cdot \frac{\delta_2 - h}{h \cdot \sigma_1} \cdot e^{-h(1+\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1+\sigma)^2} \cdot t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots (12)$$

Die vier Konstanten, die auch hier immer noch offen geblieben sind, können erst dann festgelegt werden, wenn die Anfangsbedingungen des Versuches vorliegen. Sie ergeben sich z. B. aus den Anfangslagen x_1 und x_2 und den Anfangsgeschwindigkeiten dx_1/dt und dx_2/dt zur Zeit $t = 0$.

In entsprechender Weise lassen sich auch die Gleichungen für die Fälle II. und III. aufstellen.

3. Formulierung des Koppelungsfaktors

Wenn man weitgehend die von Galitzin gebrauchte Bezeichnungsweise verwendet, schreiben sich die Ausgangsgleichungen:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{b_0 + \frac{(F_1 N_1 S_1)^2}{R + \varrho}}{K_1} \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \frac{D_1}{K_1} \cdot \varphi + \frac{F_1 N_1 S_1 \cdot F n N a L}{K_1 (R + \varrho)} \cdot \frac{d\alpha}{dt} = 0 \text{ (Galv.)},$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{a_0 + \frac{(F n N a L)^2}{R + \varrho}}{K_2} \cdot \frac{d\alpha}{dt} + \frac{D_2}{K_2} \cdot \alpha + \frac{F_1 N_1 S_1 \cdot F n N a L}{K_2 (R + \varrho)} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = 0 \text{ (Seism.)}.$$

Abweichend wird hier für den Winkelausschlag des Seismometers der Buchstabe α verwendet. Bei Galitzin tritt das letzte Glied der zweiten Gleichung, das die Rückwirkung auf das Seismometer angibt, natürlich nicht auf. Nebenschlüsse und Vorschaltwiderstände seien zur Vereinfachung der Übersicht nicht vorhanden*).

Da die allgemeine Lösung im vorangehenden Kapitel durchgeführt worden ist, kann man sie hier für den speziellen Fall durch Vergleich übertragen.

Es lauten die Ausdrücke für die Dämpfungskonstanten:

$$\left. \begin{aligned} 2h_1 &= \frac{b_0 + \frac{(F_1 N_1 S_1)^2}{R + \varrho}}{K_1} = \frac{b_0 + b_e}{K_1}, \\ 2h_2 &= \frac{a_0 + \frac{(F n N a L)^2}{R + \varrho}}{K_2} = \frac{a_0 + a_e}{K_2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

wobei mit a_e und b_e diejenigen Anteile der Dämpfung ausgedrückt sind, die durch den elektrischen Kreis der Galvanometer- bzw. Seismometerspule allein verursacht werden.

Für die Koppelungsglieder ergibt sich:

$$2\sigma_1 h_1 = \frac{F_1 N_1 S_1 F n N a L}{K_1 (R + \varrho)}; \quad 2\sigma_2 h_2 = \frac{F_1 N_1 S_1 F n N a L}{K_2 (R + \varrho)}.$$

Hieraus folgt für den Koppelungsfaktor die Beziehung:

$$\sigma^2 = \frac{(F_1 N_1 S_1 F n N a L)^2}{4 K_1 K_2 h_1 h_2 (R + \varrho)^2}$$

und mit den Gleichungen (12) lautet der Koppelungsfaktor selbst:

$$\sigma = \sqrt{\frac{b_e \cdot a_e}{(b_0 + b_e)(a_0 + a_e)}} \dots \dots \dots (14)$$

(In den Rechnungen von Coulomb und Grenet ist zwar auch ein auf diesen Koppelungsfaktor durch Umrechnung zurückführbarer Koppelungswert angegeben. Es besteht aber keine Veranlassung, dem seit Rayleigh und M. Wien in allen Gebieten der Physik und ihrer Anwendungen einheitlich verwendeten Ausdruck für den Koppelungsgrad einen neuen, weniger gut geeigneten hinzuzufügen.)

*) Eine Berücksichtigung derselben siehe bei Wenner, l. c.

Die übliche Formulierung ist die unmittelbar naheliegende. Der Faktor σ ist Null, wenn keine Koppelung vorhanden ist; er wächst (hier z. B. durch Verstärkung des Magnetfeldes) bis zu dem größtmöglichen Wert der Koppelung: $\sigma = 1$, der nicht überschritten werden kann. Daß ein Wert größer als 1 für σ niemals möglich ist, läßt sich an der Formel (14) leicht übersehen. Denn der Ausdruck für die im Nenner stehenden elektrischen und anderen (Luft-, Öl- oder Kupferplatten-) Dämpfungen ist immer größer als das Produkt der im Zähler stehenden Dämpfungsfaktoren.

Der von Galitzin eingeführte Übertragungsfaktor k_g ist unter Benutzung der zu Anfang dieses Kapitels aufgestellten Gleichungen mit Hilfe des Koppelungsfaktors neu und übersichtlich zu definieren durch:

$$k_g = 2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{h_1 \cdot h_2 \cdot \frac{K_2}{K_1}} \quad \dots \dots \dots (15)$$

Wie genau dieser Wert (15) jedoch mit dem nach dem Bestimmungsverfahren, das $\sigma = 0$ zur Voraussetzung hat, übereinstimmt, bleibt noch zu untersuchen. Nur soweit sich die bisherige Darstellung auch als ausreichend erweist, kann ein großer Unterschied nicht bestehen.

Während bisher angenommen wurde, daß die Vergrößerung bei den üblichen Galitzin-Anordnungen beliebig weit getrieben werden könnte, zeigt die neue Beziehung, daß bei feststehendem K_1, K_2, h_1, h_2 für die Vergrößerung des Systems eine obere Grenze nicht überschritten werden kann, die hier schon bei etwa 100 liegt. Andererseits sind aus (15) aber auch die Bedingungen zur Erreichung wesentlich höherer Übertragungsfaktoren abzulesen! In dieser Hinsicht wird die Formel durch die erst kürzlich veröffentlichten experimentellen Daten neuer japanischer Konstruktionen*) bestätigt.

4. Verlauf der Koppelungsfrequenzen und Dämpfungen

In den Fig. 1 und 2 ist der Einfluß des Koppelungsfaktors σ auf die Frequenz und Dämpfung, wie er sich aus den Gleichungen (10) und (11) für verschiedene, in beiden Systemen gleiche Ausgangsdämpfungen berechnet, durch Kurven dargestellt. Die Zahlenwerte beziehen sich auf eine Schwingungsdauer von 12 sec und somit auf eine Kreisfrequenz von 0.5236. Die Kurven können jedoch ganz allgemein bei jeder Ausgangsfrequenz verwendet werden, wenn man für den hier gewählten Wert 0.5236 die neue Einheit wählt und den Maßstab der Ordinate auf diese bezieht.

Kurve I gilt für die kritische Dämpfung (den aperiodischen Grenzfall) $h = k$;
 Kurve II für $h = \frac{2}{\sqrt{5}} \cdot k = 0.893 \cdot k$; Kurve III für $h = \sqrt{\frac{2}{7}} \cdot k = 0.757 \cdot k$;
 Kurve IV für $h = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot k = 0.578 \cdot k$; Kurve V für $h = \frac{1}{\sqrt{5}} \cdot k = 0.447 \cdot k$;

*) Eiiti Nisimura, Vibrations of the Aso Volcanological Laboratory Building. Kyoto Imp. Univ., Ser. A, 19 (1936), S. 191.

Kurve VI für $h = \frac{1}{\sqrt{31}} \cdot k = 0.180 \cdot k$. Durch die Kurve Ia sind die Werte für eine überkritische Ausgangsdämpfung $h = 2k$ dargestellt.

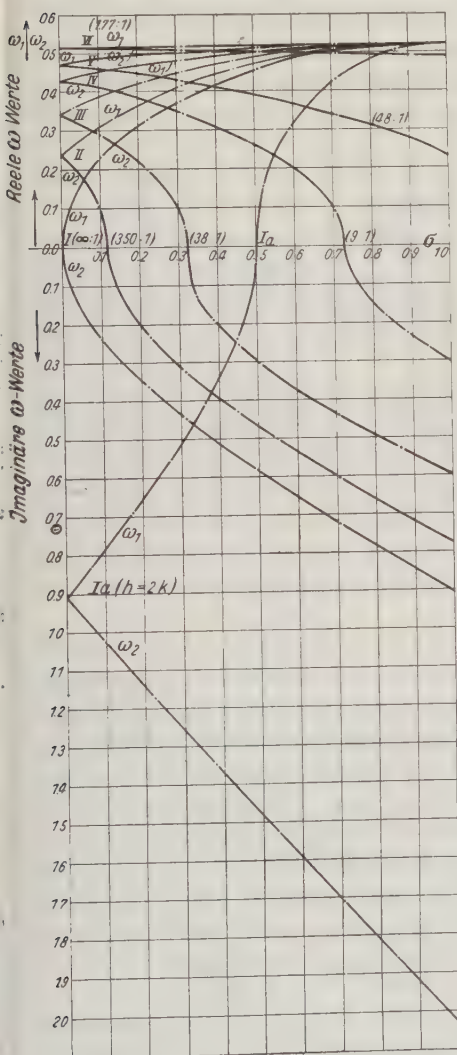


Fig. 1

Verlauf der veränderten Kreisfrequenzen ω_1 ; ω_2 in Abhängigkeit von dem Koppelungsgrad σ bei sieben verschiedenen, in beiden Systemen gleichen Ausgangsdämpfungen

Für jeden Koppelungswert σ ergeben sich immer zugleich zwei verschiedene Frequenzen und Dämpfungen, aus denen sich nach (2), (5), (6) und (7), Kap. 2 die Bewegung des Galvanometers und die des Seismometers zusammensetzt. Bei

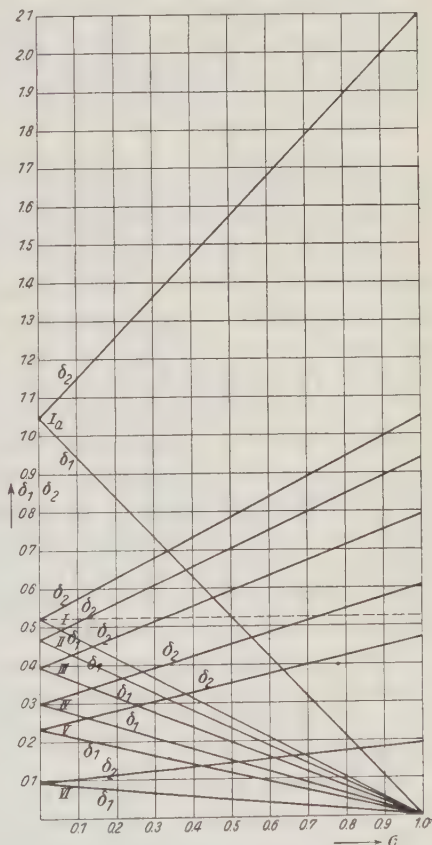


Fig. 2

Verlauf der zu den entsprechenden Kurven in Fig. 1 gehörigen veränderten Dämpfungen δ_1 ; δ_2 in Abhängigkeit von dem Koppelungsgrad σ

Werten $h < k$ treten bei kleineren σ -Werten nur periodische Funktionen auf; denn die Lösungen ω_1, ω_2 sind reell und die neuen hierzu gehörenden Dämpfungen δ_1, δ_2 liegen unterhalb des in Fig. 2 durch eine gestrichelte Horizontale angedeuteten Wertes $h = k$. Bei starker Koppelung wird ein ω -Wert imaginär. Die hierzu gehörende Dämpfung δ_2 steigt über den kritischen Wert. Währenddessen nähert sich der andere ω -Wert der Ausgangsfrequenz und die Dämpfung δ_1 hierfür verschwindet langsam, selbst bei noch so hoher überkritischer Ausgangsdämpfung — ein Ergebnis, das anscheinend bisher weder experimentell bemerkt noch rechnerisch vorausgesehen worden ist.

Die ω -Kurven schneiden die Abszisse immer bei dem σ -Wert, bei dem die zugehörige δ -Gerade die Horizontale $h = k$ schneidet.

Wie Kurve I zeigt, wird die von Galitzin geforderte sehr genaue Einstellung der kritischen Dämpfung ($h = k$) infolge der Koppelung weitgehend illusorisch gemacht. Dieser Methode kommt demnach die besondere Exaktheit, die ihr auf Grund der Rechnungen von Galitzin bisher allgemein beigemessen wurde, durchaus nicht zu.

Nach Galitzin, l. c. S. 369, wird die Genauigkeit der Einstellung auf die Grenze der Aperiodizität durch den Faktor μ^2 angegeben. Nach diesem Vorbild findet man in den Berichten von Stationen mit galvanometrisch registrierenden Instrumenten μ^2 immer in den Grenzen von etwa ± 0.01 genau verzeichnet. Diese Angabe entspricht nach den „Seismometrischen Tabellen“ von Galitzin Tabelle 1 einer Einstellung des Dämpfungsverhältnisses in der Größenordnung von $377 \cdot 10^{11} : 1$. Das ist eine schon rein physikalisch unwahrscheinlich genaue Annäherung an die aperiodische Grenze $\infty : 1$!

Die notwendige Aufklärung ergibt sich an Hand der Fig. 1 und 2 unter Berücksichtigung eines mittleren bei Galitzin-Seismometern bestehenden Koppelungsfaktors von $\sigma \sim 0.3$. Man erkennt, daß, auch wenn Galvanometer und Seismometer einzeln absolut genau auf die aperiodische Grenze eingestellt wären (Kurve I), beim Zusammenschalten die wirklich herrschenden Dämpfungsverhältnisse durch die Koppelungswerte $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2$ bei $\sigma = 0.3$ festgelegt sind. Diese berechnen sich hier für die periodische Komponente zu dem praktisch wahrscheinlicheren Wert von $20 : 1$, während die andere Komponente bereits einen stark überkritischen Wert aufweist.

Der in sich einwandfreien Ableitung von Galitzin (Kap. 7, § 3), die zu dieser Überschätzung der Genauigkeit der Methode führte, kann somit wegen der Nichtbeachtung der Rückwirkung nur noch der Wert einer Näherungsrechnung zukommen.

Es sei auch darauf hingewiesen, daß jene Ableitung (abgesehen davon, daß der Koppelungsfaktor in praktischen Fällen nicht einmal klein ist) sich mit der hier durchgeführten Entwicklung durch eine Näherungsdarstellung nicht in Verbindung bringen läßt. Denn wenn σ Null wird, wird der Ausschlag des Galvanometers, wie nachzurechnen ist, auch Null, falls sich zur Zeit $t = 0$ das Galvanometer in Ruhe befand. Hierin äußert sich der prinzipielle Unterschied beider Darstellungsarten.

5. Vergleich der Rechnungen mit dem Experiment

a) *Der Bewegungsverlauf unter Berücksichtigung des Koppelungsfaktors.* Um in großen Zügen auch eine praktische Bestätigung dieser Entwicklungen zu erhalten, wurde an der Reichsanstalt für Erdbettenforschung mit Hilfe eines von Hartmann und Braun gelieferten Galvanometers nach den Angaben von Galitzin zusammen mit einem Horizontalpendel ein Seismograph aufgebaut.

Mit diesem sind bei drei verschiedenen starken Koppelungen (einer schwachen, mittleren und starken) die Eigenschwingungen des Galvanometers registriert worden. Die Berechnung des nach der Koppelungstheorie zu erwartenden Kurvenverlaufs schließt an die Formel (12) an. Vorausgesetzt wurde experimentell und rechnerisch (Kap. 2) Fall II; (in der Fig. 1 und 2): Kurve I, entsprechend den Galitzin-Bedingungen.

Bei gekoppelten Systemen hängt die Form der Eigenschwingung im Vergleich zu der einfacher Systeme noch hinsichtlich der Phasenverschiebung und der Amplituden von der Wahl der Anfangsbedingungen ab. Diese Bedingungen waren hier:

$$t = 0; \quad \varphi = 0; \quad \frac{d\varphi}{dt} = 0 \text{ Galv.},$$

$$t = 0; \quad \alpha = -\alpha_0; \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0 \text{ (Seism.)}.$$

D. h. praktisch: Das Seismometer wird gegen einen Anschlag ($-\alpha_0$) außerhalb der Nullpunktsstellung gelegt und (nachdem sich das Galvanometer wieder beruhigt hat: $\varphi = 0$; $d\varphi/dt = 0$) freigelassen.

Da $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2$ gemäß der Gleichung (10) und (11) als bekannt gelten, lauten die Ausdrücke für die Bewegung der beiden Systeme:

$$\varphi = A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}),$$

$$\alpha = -\sqrt{\frac{K_1}{K_2}} [A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) - e^{-\delta_2 t} (c_2 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t})].$$

Denn es ist:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\delta_1 - h}{h \sigma_1} = -\sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} = -\sqrt{\frac{K_1}{K_2}},$$

$$B' = \frac{\delta_2 - h}{h \sigma_1} = \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} = \sqrt{\frac{K_1}{K_2}}.$$

Das Einsetzen der Anfangsbedingungen führt schließlich zu der für die Berechnung unmittelbar verwendbaren Form der Bewegungen:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{\alpha_0}{2} \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \left[\frac{1}{\sin \varphi_1} \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\omega_2} \cdot e^{-\delta_2 t} ([\delta_2 - \omega_2] e^{-\omega_2 t} - [\delta_2 + \omega_2] e^{+\omega_2 t}) \right], \\ \alpha &= -\frac{\alpha_0}{2} \left[\frac{1}{\sin \varphi_1} \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2\omega_2} \cdot e^{-\delta_2 t} ([\delta_2 - \omega_2] \cdot e^{-\omega_2 t} - [\delta_2 + \omega_2] e^{+\omega_2 t}) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Hierbei ist die Phasenverschiebung durch $\varphi_1 = \arctg \frac{\omega_1}{\delta_1}$ bestimmt.

In analoger Weise lassen sich auch die beiden anderen Fälle (zwei periodische oder zwei aperiodische Lösungen) in ihrer endgültigen Form aufstellen.

Der Einfluß des Koppelungsfaktors steckt in den Werten $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2, \varphi_1$ mittels der Formel (10) und (11) und ist daher in der Formel (16) nicht unmittelbar zu sehen!

b) *Ableitung des Bewegungsvorganges unter den von Galitzin gemachten Voraussetzungen.* Unter den gleichen Anfangsbedingungen wie zuvor lautet hier die Lösung der Bewegungsgleichung, eines kritisch gedämpften Seismometers:

$$\begin{array}{ll} \text{Anfangsbedingungen:} & \\ \alpha = \alpha_0 (1 + h \cdot t) \cdot e^{-h t}, & t = 0, \quad \alpha = \alpha_0; \\ \frac{d\alpha}{dt} = -\alpha_0 \cdot h^2 \cdot t \cdot e^{-h t}, & t = 0, \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0. \end{array}$$

Nach Galitzin (l. c. S. 346) ergibt sich dann die Differentialgleichung der Bewegung des Galvanometers zu:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \cdot h \cdot \frac{d\varphi}{dt} + h^2 \cdot \varphi = k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2 \cdot t \cdot e^{-h t}.$$

Deren Lösung ist:

$$\varphi = \left(\frac{k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2}{6} \cdot t^3 + C_1 + C_2 \cdot t \right) \cdot e^{-h t}.$$

Aus den Anfangsbedingungen $t = 0, \varphi = 0, d\varphi/dt = 0$ bestimmen sich die beiden Konstanten (C_1 und $C_2 = 0$), sodaß der Ausdruck für die Bewegung des Galvanometers unter den von Galitzin gemachten Voraussetzungen die Form erhält:

$$\varphi = \frac{k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2}{6} \cdot t^3 \cdot e^{-h t} \dots \dots \dots (17)$$

(k_g ist der Übertragungsfaktor). Da kein Koppelungsfaktor eingeht, würde hiernach nur eine Form der Bewegung des Galvanometers in allen Fällen möglich sein.

Diese wird durch eine Kurve dargestellt, die sich vom Nullpunkt, anfangs tangential, dann steil bis zu einem Maximum bei $t = 3/h$ erhebt und dann wieder langsam bis zur Abszisse abfällt.

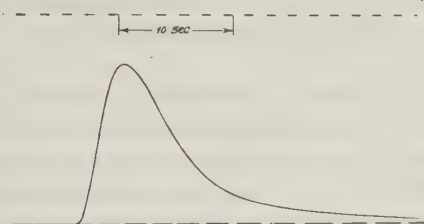


Fig. 3 a

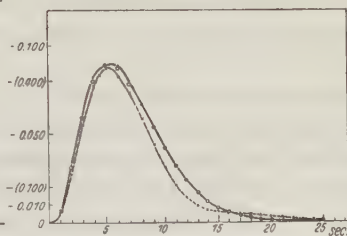


Fig. 4 a

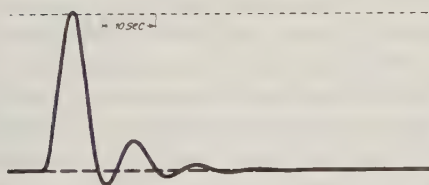


Fig. 3 b

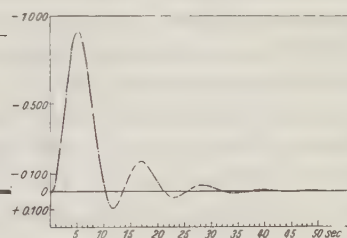


Fig. 4 b

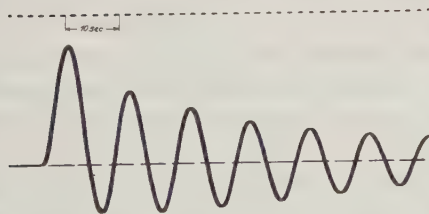


Fig. 3 c

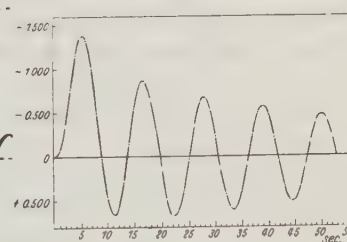


Fig. 4 c

Fig. 3. Photographische Registrierung der Eigenschwingung des kritisch gedämpften Galvanometers: a) bei geringer; b) bei mittlerer; c) bei starker Koppelung mit dem gleichfalls kritisch gedämpften Seismometer

(Die Null-Linie ist nachgezogen! Der Zeitmaßstab ist nicht einheitlich!)

Fig. 4. Mit den abgeleiteten Formeln berechnete Bewegung des gekoppelten Galvanometers unter Zugrundelegung eines Koppelungsfaktors σ von: a) $\sigma = 0.10$ [Kurve —], $\sigma = 0.45$ [Kurve \times — \times —], ohne Koppelung [Kurvenpunkte $\circ \circ \circ \circ$]; b) $\sigma = 0.775$; c) $\sigma = 0.97$

c) Die Registrierungen. In der Fig. 4a sind die so berechneten Werte mit einem auf die Registrierkurve bezogenen Maximum als kleine Kreise eingetragen. Durch Punkte bzw. Kreuze sind die beiden Kurven markiert, die sich aus der

Koppelungstheorie Formel (16) bei einem Koppelungsfaktor 0.10 bzw. 0.45 ergeben haben.

Die Notwendigkeit der neuen Darstellung gegenüber der bisherigen macht sich bei diesen Werten noch nicht sehr auffällig bemerkbar. Der langsamere Abfall bei der stärkeren Koppelung würde immerhin der Form der Registrierkurve besser entsprechen.

Bei weiterer Erhöhung der Koppelung (auf 0.775 und 0.975) erhält man ein gänzlich anderes Kurvenbild (Fig. 3 b und c), das sich bei einem passenden Koppelungsfaktor mit Hilfe der abgeleiteten Formeln genau vorausberechnen läßt. Fig. 4 b und c zeigen das Ergebnis des nach der Formel (16) ermittelten Kurvenverlaufes für das Galvanometer.

Zu der Registrierung 3a wurde nach den Vorschriften von Galitzin ein Übertragungsfaktor von etwa 60 bestimmt, dem gemäß Formel (15) ein σ von etwa 0.4 entsprechen müßte. Eine Bestimmung auf Grund der Dämpfungsfaktoren nach (14) führte nur zu einem Wert von 0.10 für σ . Die gleiche Berechnung von σ ergab in den beiden anderen Fällen ebenfalls kleinere Werte: 0.63 und 0.95. Dem Kurvenverlauf der Registrierungen entsprachen jedoch die Werte: 0.775 und 0.97 besser. Ob hier eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der Dämpfungskonstanten vorliegt oder sich noch Vernachlässigungen wie z. B. die der Selbstinduktion bemerkbar machen, könnte erst durch weitere Versuche entschieden werden.

Bei der ersten Registrierung wurde ein Horizontalpendel von 5.5 kg Masse (reduzierte Pendellänge: 20 cm) verwendet. Diese Registrierung entspricht ungefähr den Verhältnissen bei den üblichen Galitzin-Anordnungen.

Die zweite und dritte Registrierung wurde mit einem etwa 500 g schweren Horizontalpendel (dem Wenerschen Modell entsprechend) vorgenommen. Der Spule wurde hier, bei größerem Drahtquerschnitt, gegenüber der ersten eine größere Windungsfläche gegeben.

Aus den in der erwähnten Veröffentlichung von Wenner mitgeteilten Daten läßt sich für die dort beschriebene Anordnung ein Koppelungsfaktor ermitteln, der zwischen den Werten der Kurven 4 b und c liegt. Daher ist zu schließen, daß sich in den Registrierungen sowohl die Eigenschwingung bemerkbar macht als auch die überkritische Dämpfung durch langperiodische Schwankungen um den Nullpunkt. An den dort beigefügten Seismogrammen läßt sich auch ein großer Teil der auftretenden Wellen unmittelbar durch diese beiden Eigenschwingungen des Systems erklären. Bei den von Coulomb und Grenet vorgeschlagenen Seismometerkonstruktionen würden auf Grund der dort angeführten Daten ähnliche Erscheinungen zu erwarten sein.

Bei jedem eng gekoppelten System dieser Art werden immer 1.) die Wellen in der Nähe der Eigenperiode wegen ihrer geringen Dämpfung sehr stark hervortreten und außerdem wird sich 2.), was bei galvanometrischen Seismogrammen oft aufgefallen ist, die gleichzeitig auftretende stark aperiodische Bewegung in der Form „unregelmäßiger langer Wellen“, in scheinbaren Nullpunktsverlagerungen

oder, wie es bei elektrischen Messungen bekannt ist, in Kriecherscheinungen bemerkbar machen.

In diesen Zusammenhang gehört wohl auch der Hinweis auf die von B. Gutenberg in Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 25, 74 (1930) mitgeteilte Beobachtung, wonach „Registrierungen mit zwei Galitzin-Pendeln verschiedener Periode so starke Abweichungen in den Aufzeichnungen zeigten, daß in den seltensten Fällen zu erkennen war, daß es sich um die gleichen Komponenten zur gleichen Zeit handelte“. Die dort wiedergegebenen Seismogramme geben in dem starken Hervortreten der jeweiligen instrumentellen Eigenschwingung ein Kurvenbild, das kaum anders als mit den hier bei starker Koppelung des Galvanometers nachgewiesenen Erscheinungen erklärt werden kann*).

Abschließend läßt sich für dieses Kapitel zusammenfassen, daß die Wahl eines gegenüber dem Galvanometer zu geringen Trägheitsmomentes durch starke Verringerung der Seismometermasse unvorteilhaft ist. Denn hierbei wird die Möglichkeit einer starken Dämpfung dadurch erleichtert, daß die immer vorhandene gegenseitige elektrische Dämpfung gegenüber der übrigen Dämpfung entsprechend der Formel (14) vorherrschend zur Wirkung kommt. Damit ist aber untrennbar die Existenz eines großen Koppelungsfaktors mit seinen nicht erwünschten Folgen verbunden.

6. Anwendung auf die Seismometer von Benioff

Auch diese Instrumente**) unterliegen denselben Differentialgleichungen gekoppelter Systeme, die in (1) und (2) allgemein aufgestellt worden sind. Ein Zustandsbild der Lösungen wie im vorangehenden Kapitel zu geben, würde die Anwendung einer sehr umfangreichen und zeitraubenden Rechenarbeit erforderlich machen. Die Durchführung für einige Sonderfälle zeigte, daß hier immerhin ein prinzipiell ähnliches Verhalten vorliegt. Eine auffallende Abweichung wurde bei der Koppelung eines kurzperiodischen Seismometers ($T = 0.25$ sec) mit einem ebenfalls kurzperiodischen Galvanometer ($T = 0.64$ sec) gefunden. Hier ergab sich bei einer kleinen Koppelung ($\sigma = 0.1$) eine singuläre Stelle, bei der Frequenz und Dämpfung einen über einen größeren Bereich unbestimmten Wert besitzen. Bei starker Koppelung treten neben der überkritischen Bewegung schwach gedämpfte Schwingungen auf, deren Schwingungszahl zwischen den beiden Eigenschwingungen der Systeme liegt.

Die gleichzeitige Koppelung einer Seismometermasse mit zwei Galvanometern verschiedener Periode würde in jedem System zu aus drei verschiedenen Grundschwingungen zusammengesetzten Eigenschwingungen führen. Es erscheint sehr zweifelhaft, ob sich unter solchen Verhältnissen die experimentellen Ergebnisse dieser Seismographen noch sicher übersehen oder ausreichend rechnerisch erfassen lassen.

*) Siehe hierzu auch die Darstellung von H. P. Berlage: Handb. d. Geophys. 4, 408 (Fig. 225).

**) H. Benioff: A new vertical seismograph. Bull. of the Seismological Society of America, vol. 22 (1932), S. 155—169.

7. Schlußbetrachtung

Außer den bereits aufgeführten Seismometern gehören auch noch alle diejenigen zu den gekoppelten Systemen, die sich aus zwei oder mehreren für sich schwingungsfähigen Gebilden zusammensetzen. Das sind alle mechanisch registrierenden Instrumente mit mehr als einer Komponente; dann diejenigen mit einer Komponente, soweit sie Übertragungssysteme besitzen, die für sich allein schwingungsfähig sind; außerdem Apparate mit elektrischen Verstärkungseinrichtungen und die piezoelektrischen Beschleunigungsmesser.

Wie groß die Koppelungsstörungen in den einzelnen Fällen sind, das hängt ganz von der Anordnung ab und kann nur nach Berechnung und Ermittlung des Koppelungsfaktors beurteilt werden. Hierbei wird außer der soeben behandelten Dämpfungskoppelung wohl meist die Beschleunigungs- oder die Kraftkoppelung auftreten.

Ein Ansatz in dieser Richtung findet sich schon in der von H. P. Berlage jr. veröffentlichten Untersuchung der Unabhängigkeit der Komponenten des de Quervain-Piccardschen Seismographen (Jahresber. des Schweizer Erdbebendienstes 1923, Anhang). Da hier jedoch keine wirkliche Berechnung des Koppelungsfaktors durchgeführt worden ist, bleibt der Nachweis der ausreichenden Unabhängigkeit offen.

Erst wenn durch Untersuchungen in der hier eingeschlagenen Richtung die Eigenschwingungen der in diese Gruppe gehörenden Instrumente klargestellt sind, wird sich für diese auch die Anwendbarkeit der Ableitung der dynamischen Vergrößerung richtig einschätzen lassen.

Jena, Juni 1936.

Der Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten *)

Von **H. W. Koch**, VDI, Hannover und **W. Zeller**, VDI, Berlin — (Mit 6 Abbildungen)

Die Bedeutung des Einschwingvorganges bei Schwingungsmeßgeräten ist in den letzten Jahren mehrfach untersucht worden, nachdem bei technischen Schwingungsmessungen auf den verschiedensten Gebieten teilweise unerklärliche Fehler aufgetreten sind. Im Jahre 1930 nahmen die beiden Verfasser immer wiederkehrende Abweichungen zwischen Meßergebnissen von technischen Seismographen und Beschleunigungsmessern bei der Messung von Verkehrerschütterungen¹⁾ zum Anlaß einer grundlegenden Klärung der Verhältnisse auf Grund der bis dahin zu meist aus der Seismik vorliegenden Arbeiten. Diese theoretischen und experimentellen Untersuchungen sind in vier Veröffentlichungen²⁾ niedergelegt worden.

*) Vorgetragen auf der 18. Vollsitzung des Fachausschusses für Lärmminde rung beim VDI in Berlin am 14. Juli 1936.

Ogleich es sich bei diesen Arbeiten um die Erörterung von Fragen grundlegender Bedeutung für die gesamte Schwingungsmessung handelte, sind die Ergebnisse zunächst wenig beachtet worden. Erst vor kurzem sind nun zwei Arbeiten erschienen, die sich mit den Einschwingvorgängen wieder befassen^{3) 4)}. Diese Arbeiten weichen in ihren hierher gehörigen Ergebnissen zum Teil von den Ergebnissen unserer Arbeiten ab. Wenn man für Seismometer die gleichen Anfangsbedingungen, wie sie für Dehnungsmesser und *angenähert auch* für Beschleunigungsmesser zutreffen, ansetzt, so führt dies zu Ergebnissen, die mit entsprechenden Versuchen auf dem Schütteltisch nur bei cosinusartigem Einsatz³⁾ (Phase der Erregerschwingung 90°) übereinstimmen. Die von uns gegebene Theorie der Einschwingvorgänge bei Beschleunigungsmessern und Dehnungsmessern ist mit der von Martin⁴⁾ vorgelegten identisch. Wir verweisen insbesondere auf die von uns bereits^{2 c)} gegebene Abhängigkeit der Amplitude der Eigenschwingung von der Phase der Erregerschwingung. Bei der Darstellung von Martin könnte der Eindruck entstehen, als ob die Abweichung sich auf das gesamte Problem erstrecke.

Die ganze bisherige Behandlung zeigt, daß die Wahl der Anfangsbedingungen der theoretische Kern für die Bewertung der Einschwingvorgänge ist. Über die für die Seismometer anzusetzende Anfangsbedingung herrscht keine Übereinstimmung. Die einzige Möglichkeit, hier zu entscheiden, ist nur durch den Vergleich theoretischer Ergebnisse mit praktischen Aufzeichnungen entsprechender Geräte gegeben. Aus den Aufzeichnungen allein kann mitunter kein zutreffender Schluß auf eine etwaige Fälschung durch den Einschwingvorgang gezogen werden, es sei denn, man mißt mit zwei *grundsätzlich* verschiedenen Geräten und vergleicht ihre Aufzeichnungen. Für die Praxis scheidet dieser Fall im allgemeinen aus. Eine zuverlässige Theorie des Einschwingvorganges kann also nur gewonnen werden, wenn die Anfangsbedingungen mit dem jeweiligen Meßfall in Übereinstimmung gebracht werden. Man hat bisher übersehen, daß gewisse Anfangsbedingungen, die auf dem Schütteltisch verwirklicht werden können, in der technischen Praxis und hierbei insbesondere wieder bei der Messung von Verkehrserschütterungen in Wirklichkeit überhaupt nicht auftreten.

Diskussion der Anfangsbedingungen. Zur Klärung des Sachverhaltes wollen wir uns jetzt zunächst einer Diskussion der Anfangsbedingungen zuwenden. Die Differentialgleichung für die Schwingungsmeßgeräte heißt:

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} + 2\alpha \cdot \frac{dz}{d\tau} + z = -\frac{d^2 x}{d\tau^2}.$$

Darin bedeutet: $z = y - x$ die Aufzeichnung, x die erzwingende Bewegung, y die Absolutbewegung der Masse des Schwingungsmessers, $\tau = \omega_0 \cdot t$ (ω_0 : ungedämpfte Eigenkreisfrequenz),

$$\alpha = \frac{b}{\omega_0} = \frac{\ln \varepsilon / \pi}{\sqrt{1 + (\ln \varepsilon / \pi)^2}}$$

(ε : Dämpfungsverhältnis), $\gamma = \omega/\omega_0$ (ω : Kreisfrequenz der Erregerschwingung). Für die Lösung der Differentialgleichung sind bisher zwei verschiedene Anfangsbedingungen verwendet worden, wie aus der Zusammenstellung, Fig. 1, hervorgeht.

Martin, Meyer und Böhm stimmen im Ansatz der Anfangsbedingungen mit Steinheil⁵⁾ überein, der $z = 0$ und $\dot{y} = 0$ setzte.

Die Anfangsbedingungen (1) treffen streng nur für Meßgeräte zu, die als Meßelement keine träge Masse besitzen. (Beispiel: Dehnungsmesser, nach Martin: galvanometrischer Typ der Meßgeräte). Die Anfangsbedingungen (2) treffen für Schwingungsmesser mit träger Masse (Seismometer und Beschleunigungsmesser) zu, wenn der erzwingende Vorgang eine reine Sinusschwingung beliebiger Phase darstellt. Bei Beschleunigungsmessern kann man an Stelle dieser Anfangsbedin-

	<i>Autoren</i>	<i>Relativbeweg.</i>	<i>Relativgeschw.</i>	<i>Absolutbeweg.</i>	<i>Absolutgeschw.</i>	<i>Einsatz bei der Aufzeichnung (schematisch)</i>
1)	<i>Meißer Koch u. Zeller</i>	$z = 0$	$\dot{z} = 0$	$(y \neq 0)$	$(\dot{y} \neq 0)$	
2)	<i>Steinheil, Martin, Meyer u. Böhm</i>	$z = 0$	$(\dot{z} \neq 0)$	$(y \neq 0)$	$\dot{y} = 0$	
3)		$z = 0$	$\dot{z} = 0$	$y = 0$ <i>Nebenbedingung</i>	$\dot{y} = 0$	

x : erzwingende Bewegung \dot{x} :
 y : Absolutbewegung \dot{y} :
 z : Relativbewegung \dot{z} :

} entsprechende Geschwindigkeiten

Fig. 1. Zusammenstellung der Anfangsbedingungen

gungen mit großer Annäherung auch die Anfangsbedingungen (1) setzen, wenn die Geschwindigkeit der Erregerschwingung zu vernachlässigen ist gegenüber der Geschwindigkeit der Eigenschwingung. Ein solcher erzwingender Vorgang kann auf dem Schütteltisch hergestellt werden, wie es nach den Arbeiten von Meyer und Böhm sowie Martin auch geschehen ist für zwei ausgezeichnete Sonderfälle:

a) Der Tisch wird von der Ruhelage aus plötzlich angefahren. Damit ist $z = 0$ und $\dot{z} \neq 0$, ferner $y = 0$ und $\dot{y} = 0$ (sogenannter sin-Einsatz).

b) Der Tisch wird statisch ausgelenkt und dann in Betrieb gesetzt. Damit ist $z = 0$ und $\dot{z} = 0$, ferner $y \neq 0$ und $\dot{y} = 0$ verwirklicht (sogenannter cos-Einsatz).

Sieht man jedoch von diesen bestimmten Phasenwerten ab, so ergibt sich aus dem Ansatz $x = A \sin(\gamma \tau + \varphi)$

1. wenn $z = 0$; $\dot{z} = 0$ für $\tau = 0$ ist, muß sein $y \neq 0$; $\dot{y} \neq 0$,
2. wenn $z = 0$; $\dot{y} = 0$ für $\tau = 0$ ist, muß sein $y \neq 0$; $\dot{z} \neq 0$.

Martin hat nun in seiner Arbeit nachgewiesen, daß seine Schütteltischversuche mit der Theorie bei Benutzung der Bedingungen a) und b) gut übereinstimmen. Seine mehrfach geäußerten Schlußfolgerungen daraus gingen dahin, die bei Seismometern durch den Einschwingvorgang bedingten Meßfehler seien, von einem besonderen Fall (*cos-Einsatz*) abgesehen, immer unerheblich. Diese Schlußfolgerung steht im Widerspruch zu unserer praktischen Erfahrung. Es können tatsächlich erhebliche Fehler bei Seismometern auftreten.

Dieser Widerspruch wird verständlich, wenn man sich klar macht, daß die Anfangsbedingungen a) und b), die der Schütteltisch wiederzugeben vermag, bei der praktischen Messung von Verkehrserschütterungen nie verwirklicht sind. Dabei handelt es sich nie um reine Sinus-Schwingungen. Stets führt der Meßpunkt vielmehr eine Schwingungsbewegung aus, die wir „Anschwellvorgang“ nennen wollen. Unsere vielfachen Aufzeichnungen von Verkehrserschütterungen lassen dies immer wieder erkennen.

Für die *praktische* Messung müssen zweifellos die allgemeinen Anfangsbedingungen so lauten, wie sie in Fig. 1 unter 3 wiedergegeben sind. Die Differentialgleichung für die Schwingungsmeßgeräte kann als Differentialgleichung zweiter Ordnung nur zwei Bedingungen erfüllen. Demnach ist es, wenn vier Bedingungen erfüllt sein sollen, notwendig, die Störungsfunktion so zu wählen, daß die Differentialgleichung die beiden übrigen schon erfüllt.

Eine solche Funktion ist ein Anschwellvorgang, der die wirklichen Verhältnisse recht gut wiedergibt.

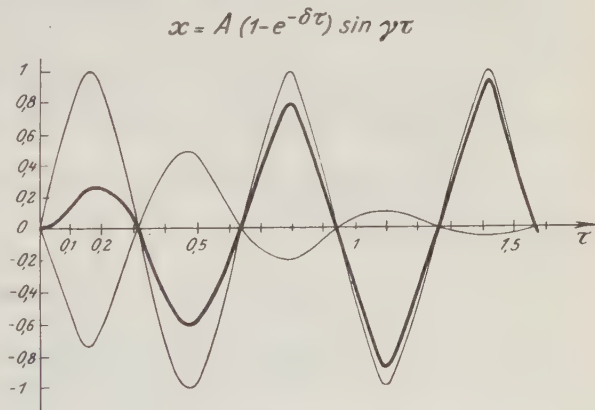


Fig. 2. Anschwellvorgang

Theorie des Einschwingvorganges. Wir

bauen daher die Theorie des Einschwingvorganges auf einer solchen Funktion auf und schreiben die zu lösende Differentialgleichung der Schwingungsmeßgeräte:

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{dz}{d\tau} + z = A \cdot [\gamma^2 \cdot \sin \gamma \tau - e^{-\delta \tau} ([\gamma^2 - \delta^2] \sin \gamma \tau + 2\delta \gamma \cos \gamma \tau)],$$

wobei die rechte Seite ($-d^2 x / d\tau^2$) aus dem Ansatz des Anschwellvorganges: $x = A(1 - e^{-\delta \tau}) \sin \gamma \tau$ hervorgeht. Diese Funktion, die wir für den Anschwellvorgang ansetzen, besitzt die Eigenschaft, daß nach einer gewissen Zeit praktisch eine reine Sinusschwingung übrigbleibt (Fig. 2); die Anfangsbedingungen (3) nach Fig. 1 sind hierbei erfüllt. δ ist die „Anschwellziffer“ des Erdbodens bei

Verkehrerserschütterungen oder allgemeiner des Meßpunktes, und zwar bezogen auf die Eigenfrequenz des Meßgerätes. Betrachten wir den Anschwellvorgang für sich allein, so erscheint als Anschwellziffer δ' , bezogen auf die Eigenfrequenz des Bodens ω . Da in der Differentialgleichung alles auf die Eigenfrequenz des Gerätes bezogen wird, muß die Anschwellziffer ebenfalls darauf bezogen werden, also

$$\delta = \frac{b^*}{\omega_0} \quad \text{oder} \quad \delta = \frac{b^*}{\omega} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} = \delta' \cdot \gamma,$$

worin b^* das Dämpfungsmaß $\varrho^*/2m$ des Bodens ist in sec^{-1} . Die Differentialgleichung (1) gilt allgemein für alle Schwingungsmesser, d. h. ebenso für Seismometer wie für Beschleunigungsmesser und für Dehnungsmesser, wenn man bei dieser Geräteart z gleich der erzwungenen Bewegung setzt. In ihr ist $y = 0$ und $\dot{y} = 0$, da $x = 0$ und $\dot{x} = 0$ für $\tau = 0$ ist. Die Bedingungen $z = 0$ und $\dot{z} = 0$ werden zur Bestimmung der Integrationskonstanten verwendet.

Zur Lösung dient der Ansatz:

$$z = a \cdot \sin \gamma \tau + b \cdot \cos \gamma \tau + c \cdot e^{-\delta \tau} \sin \gamma \tau + d \cdot e^{-\delta \tau} \cos \gamma \tau + a_E e^{-\alpha \tau} \sin (\beta \tau + p).$$

Die Konstanten a, b, c, d werden durch Einsetzen und Koeffizientenvergleich die Konstanten a_E und p durch die Anfangsbedingungen $z = 0, \dot{z} = 0$ für $\tau = 0$ bestimmt. Die Rechnung ergibt für die beiden Integrationskonstanten:

$$a_E = -\frac{1}{\beta} \sqrt{(b+d)^2 + \gamma(a+c)[\gamma(a+c) - 2\delta d] + 2\alpha(b+d)[\gamma(a+c) - \delta d] + \delta^2 d^2},$$

$$\text{tg } p = \frac{\beta(b+d)}{\alpha(b+d) + \gamma(a+c) - \delta d}$$

Dabei ist:

$$a = -A \cdot \gamma^2 \frac{\gamma^2 - 1}{q^2}$$

$$b = -A \cdot \gamma^2 \frac{2\alpha\gamma}{q^2},$$

$$c = -A \cdot \frac{(\gamma^2 - \delta^2)(\delta^2 - \gamma^2 - 2\alpha\delta + 1) - 4\delta \cdot \gamma^2(\delta - \alpha)}{4\gamma^2(\delta - \alpha)^2 + (\delta^2 - \gamma^2 - 2\alpha\delta + 1)^2},$$

$$d = -A \frac{\gamma[\delta(\gamma^2 + 1 - \delta^2) - 2\alpha\gamma^2]}{4\gamma^2(\delta - \alpha)^2 + (\delta^2 - \gamma^2 - 2\alpha\delta + 1)^2}.$$

Mit Hilfe dieser Werte ist a_E und p berechenbar für alle Werte von α, γ und δ .

Drei praktische Beispiele. Zur Klärung der Frage, welchen Einfluß die Einschwingvorgänge bei praktischen Erschütterungsmessungen haben, greifen wir einige Fälle heraus, die wir früher schon behandelt haben (Fig. 3). Für die Anschwellziffer $\delta' = 0.2$ ergibt sich ein Anschwellvorgang des Bodens, bei dem bei der vierten Amplitude 90% des Amplitudenendwertes erreicht sind. Zahlreiche Messungen haben gezeigt, daß für den Anschwellvorgang der Amplitudenhöchstwert bei der dritten, vierten oder fünften Amplitude eintritt. Mit $\delta' = 0.2$ wird der experimentell gefundene Anschwellvorgang gut erfaßt.

Die drei Fälle sind in den Fig. 4, 5 und 6 wiedergegeben. Fig. 2 zeigt für alle drei Fälle die erzwingende Schwingung, die sich aus den gezeichneten beiden Teilen $A \sin \gamma \tau$ und $(-A e^{-\delta \tau} \sin \gamma \tau)$ zusammensetzt. Diese Schwingung wird jedesmal verschieden wiedergegeben. Die Kurven $(X + Y)$ in den Fig. 4, 5 und 6 stellen dies dar. In Wirklichkeit kann diese Kurve, die für $\omega_0 = 0$ gelten würde, in der Aufzeichnung nicht erscheinen, weil stets auch die Eigenschwingung (Kurve Z) vorhanden ist, so daß tatsächlich stets die Kurve $(X + Y + Z)$ erscheint.

	α	γ	δ'	δ	Gerät
1)	0,46	10	0,2	2	Spindler u. Hoyer
2)	0,6	3	0,2	0,6	Dreikomponenten-Erschütterungsmesser der Askania-Werke A.G.
3)	0,1	0,1	0,2	0,02	Beschleunigungsmesser

$$\alpha = \frac{e}{2\pi\omega_0} = \frac{b}{\omega_0} = \frac{\frac{\ln \epsilon}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\ln \epsilon}{\pi}\right)^2}}; \gamma = \frac{\omega}{\omega_0}; \delta = \frac{b^*}{\omega} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} = \delta' \cdot \gamma$$

δ' : Anschwellziffer bezogen auf die Eigenfrequenz des Bodens

$$(\delta' = \frac{b^*}{\omega})$$

δ : Anschwellziffer bezogen auf die Eigenfrequenz des Gerätes

$$(\delta = \frac{b^*}{\omega_0})$$

Fig. 3. Drei untersuchte Fälle

Wir haben demnach vier Kurven zu unterscheiden:

1. die erzwingende Schwingung (Fig. 2),
2. die erzwungene Schwingung (ohne Eigenschwingung), die tatsächlich nicht vorhanden ist (Kurven $X + Y$),
3. die Eigenschwingung (Kurven Z),
4. die Aufzeichnung (Kurven $X + Y + Z$).

Vergleicht man hierbei jetzt die Aufzeichnung mit der erzwingenden Schwingung, so ist zunächst einmal festzustellen, daß beim Einsatz erhebliche Fehler (bis zu mehreren 100 %) in der Amplitude auftreten können. Dabei ist die Aufzeichnung offenbar immer kleiner als die erzwingende Schwingung. Praktisch sind diese großen Fehler im allgemeinen ohne wesentlichen Belang, da nur die größten Ausschläge ausgemessen werden. Nach dem Anschwellvorgang, also bei den größten Ausschlägen, ist der Fehler aber bereits ziemlich klein geworden.

$$\gamma = 10 \quad (\delta' = 0.2) \quad \delta = 2 \quad \alpha = 0.46$$

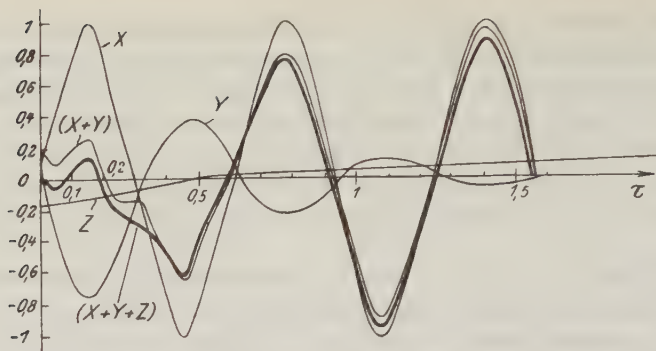


Fig. 4. Aufzeichnung durch das Gerät von Spindler und Hoyer

$$\gamma = 3 \quad (\delta' = 0.2) \quad \delta = 0.6 \quad \alpha = 0.6$$

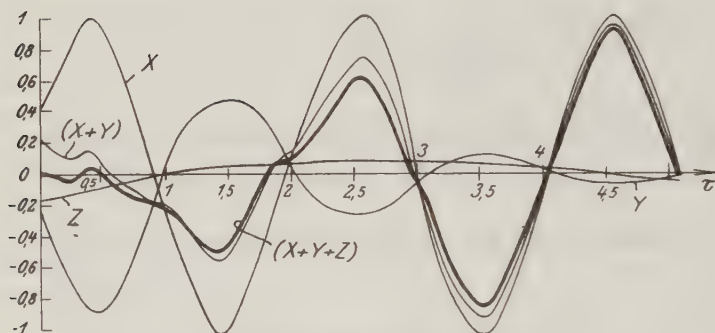


Fig. 5. Aufzeichnung durch den Dreikomponenten-Erschütterungsmesser der Askania-Werke

$$\gamma = 0.1 \quad (\delta' = 0.2) \quad \delta = 0.02 \quad \alpha = 0.1$$

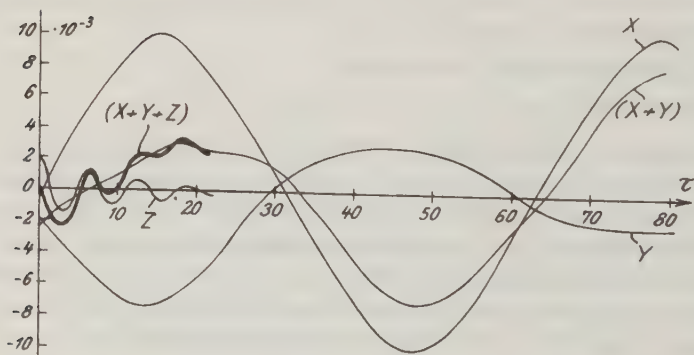


Fig. 6. Aufzeichnung durch einen Beschleunigungsmesser

Weiterhin gibt der Vergleich einen interessanten Aufschluß über die Wiedergabe der Schwingungsform. Zu Beginn der Aufzeichnung erscheint gern ein kleiner Zacken, der vor allem bei seismometrischen Meßgeräten gut ausgeprägt ist. Dieser Zacken ist im erzwingenden Vorgang nicht vorhanden, er rührt aber auch nicht von der Überlagerung der Eigenschwingung her, sondern ist schon in Kurve $(X + Y)$ vorhanden. Der gedämpfte Anteil der erzwingenden Schwingung hat gegen den ungedämpften eine Phasenverschiebung von 180° . Im erzwungenen Vorgang hat sich diese Phasenverschiebung geändert; dies ist der Grund für die Entstehung des Zackens (vgl. Fig. 2 mit den Fig. 4, 5, 6).

Beim Beschleunigungsmesser tritt die Eigenschwingung am Anfang stark hervor. Sie ist ohne weiteres zu erkennen und bei der Auswertung leicht zu berücksichtigen; außerdem dauert sie im Verhältnis zur Schwingungszeit des zu messenden Vorganges nur kurz (Fig. 6).

Bei Seismometern ist der Einfluß der Eigenschwingung aus der Aufzeichnung nicht unmittelbar zu erkennen; er kann daher bei der Auswertung auch nur schwer ausgeschaltet werden (vgl. Fig. 4 und 5 mit dem erzwingenden Vorgang Fig. 2).

Soll dieser Fehler für die praktische Messung keine weiteren Folgen haben, so ist es notwendig, den Seismometern solche Eigenschaften zu geben, daß bei der in der Praxis üblichen und notwendigen Auswertung nur vernachlässigbare Fehler entstehen.

Zusammenfassend stellen wir fest, daß es im Hinblick auf technische Erschütterungsmessungen und wahrscheinlich überhaupt zweckmäßig ist, die Theorie des Einschwingvorganges auf einen Anschwellvorgang zu gründen. Hierbei werden die praktischen Fälle gut erfaßt. Setzt man keinen Anschwellvorgang, sondern eine reine Sinusschwingung an, so lassen sich die theoretischen Ergebnisse *nur* auf dem Schütteltisch bestätigen, soweit es sich um Erschütterungsmessungen handelt.

Die Theorie — so wie wir sie jetzt aufgebaut haben — wird den tatsächlichen Erscheinungen in der Meßpraxis hinreichend gerecht. Als Ergebnisse können wir festhalten:

1. Beim Einsatz können erhebliche Fehler (bis zu mehreren 100% in der Amplitude) auftreten.

2. Die Aufzeichnung ist dabei offenbar immer kleiner als die erzwingende Schwingung.

3. Praktisch sind diese großen Fehler deswegen ohne wesentlichen Belang, weil nur die größten Ausschläge ausgemessen werden. Nach dem Anschwellvorgang, also bei den größten Ausschlägen — bei Verkehrserschütterungen treten sie etwa beim dritten bis fünften Maximum auf — ist aber der Fehler bereits ziemlich klein geworden.

4. Das Schwingungsbild, das ein Seismometer gibt, weicht im Anfang stark von dem erzwingenden Vorgang ab. Insbesondere erscheint am Anfang gern ein kleiner Zacken, der im erzwingenden Vorgang überhaupt nicht vorhanden ist. Er rührt nicht von der Überlagerung der Eigenschwingung her. Der erzwingende

Vorgang setzt sich aus zwei Teilen zusammen, die genau 180° phasenverschoben sind. Im erzwungenen Vorgang weicht diese Phasenverschiebung mehr oder weniger von 180° ab, und darin ist der Anfangszacken in der Aufzeichnung begründet.

5. Beim Beschleunigungsmesser, besonders bei plötzlichem Einsatz, tritt die Eigenschwingung am Anfang stark hervor; sie ist leicht zu erkennen und bei der Auswertung zu berücksichtigen; außerdem dauert sie im Verhältnis zur Schwingungszeit des zu messenden Vorgangs nur kurz.

6. Bei Seismometern ist der Einfluß der Eigenschwingung am Anfang aus der Aufzeichnung nicht ohne weiteres zu erkennen; er kann daher bei der Auswertung auch nur schwer ausgeschaltet werden. Soll dieser Fehler für die praktische Messung keine weiteren Folgen haben, so ist es notwendig, den technischen Seismometern solche Eigenschaften zu geben, daß bei der in der Praxis üblichen und notwendigen Auswertung nur vernachlässigbare Fehler entstehen.

7. An die technischen Meßgeräte sind demnach folgende Forderungen zu stellen:

bei Seismometern: starke Dämpfung,

bei Beschleunigungsmessern: hohe Eigenfrequenz.

Beide Forderungen sind nicht neu.

8. An die Auswertung müssen lediglich bei seismometrischen Messungen besondere Anforderungen gestellt werden. Die Anschwellvorgänge sollen nicht herangezogen, sondern nach Möglichkeit nur die größten Ausschläge ausgemessen werden. Insbesondere darf aus dem ersten kleinen Zacken in der Aufzeichnung kein Schluß auf den erzwingenden Vorgang gezogen werden.

9. Für genaue Untersuchungen von Verkehrserschütterungen werden am besten gleichzeitig Seismometer und Beschleunigungsmesser verwendet. Dieser Forderung von Martin ist zweifellos zuzustimmen.

Literatur

¹⁾ C. Risch: Messungen von Verkehrserschütterungen. *Verkehrstechnik* **10**, 707 (1929).

^{2a)} W. Zeller u. H. W. Koch: Kritik der Aufzeichnung von Schwingungsmessern. *Zeitschr. d. VDI.* **75**, 1509 (1931).

^{2b)} W. Zeller u. H. W. Koch: Der Einschwingvorgang bei Seismographen und Beschleunigungsmessern. *Verkehrstechnik* **13**, 290 (1932).

^{2c)} W. Zeller u. H. W. Koch: Zur Theorie der Schwingungsmesser. *Zeitschr. f. Instrkde.* **53**, 64 (1933).

^{2d)} W. Zeller u. H. W. Koch: Die Genauigkeit von seismographischen Messungen nichtstationärer Vorgänge. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **14**, 162 (1933).

³⁾ E. Meyer u. W. Böhm: Ein elektrodynamischer Erschütterungsmesser und seine Anwendung auf die Untersuchung von Gebäudeerschütterungen. *Elektr. Nachr. Techn.* **12**, 404 (1935).

⁴⁾ H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen. *Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch.* Jena 1935, Heft 26.

⁵⁾ A. Steinheil: Gebäudeschwingungen und ihre Feinmessung mit tragbaren Geräten. Dissertation Technische Hochschule München 1932.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXV. Theorie der Schwebungen

Von **Rolf Bungers**, Göttingen — (Mit 7 Abbildungen)

Die theoretische Untersuchung der Überlagerung zweier harmonischer Schwingungen benachbarter Frequenz erfordert zunächst eine genaue Definition des Begriffes „veränderliche Frequenz“. Die möglichen entstehenden Schwebungsbilder werden diskutiert, und es werden Beispiele für die einzelnen Fälle angeführt. Im Schwebungsminimum können bisher nicht behandelte, anormale Verhältnisse auftreten. Im zweiten Kapitel werden Schwebungsbilder diskutiert, die in der neueren angewandten Geophysik auftreten, wo die Teilschwingungen nur noch angenähert harmonisch sind. Zum Schluß werden die Ergebnisse auf Überlagerung von Wellen übertragen und die mathematische Analogie zwischen Interferenzerscheinungen und Schwebungserscheinungen festgestellt.

Einleitung

Das Problem der Schwebungen ist früher einmal der Gegenstand einer erregten Diskussion gewesen, die zwischen Waetzmann und Budde in der physikalischen Zeitschrift 1917 und 1918 geführt wurde¹⁾ bis ⁴⁾. Es handelte sich dabei um ein akustisches Problem, nämlich um die Frage, ob eine aus zwei Tönen von benachbarter Frequenz zusammengesetzte Luftschwingung noch als „Ton“ anzusprechen sei oder nicht. In anderen Gebieten der Physik war wohl damals das Auftreten von Schwebungserscheinungen nur wenig bekannt. Heute aber läßt die moderne Entwicklung der angewandten Geophysik das Problem der Schwebungen wieder auftauchen, und zwar wegen der äußerst genauen optischen Aufzeichnungsmethoden in einer Form, die eine erneute und viel genauere mathematische Diskussion der Schwebungsbilder verlangt, als das bei den früheren Untersuchungen akustischer Probleme nötig war. Zwar ist auch früher bezüglich der Diskussion von Schwebungskurven schon vieles geschehen; jedoch sind noch nicht alle möglichen Fälle so erschöpfend behandelt und alle Begriffe so streng gefaßt, wie das heute als notwendig erscheint.

Es handelt sich in der angewandten Geophysik in erster Linie um Untersuchungen von Boden- und Gebäudeschwingungen, wo Schwebungen auftreten. Die experimentellen Arbeiten von G.-A. Schulze⁵⁾ und R. Köhler⁶⁾ (Geophysikalisches Institut Göttingen) regen zu einer mathematischen Behandlung an, um geeignete Auswertungsmethoden zu schaffen und die Brauchbarkeit und Entwicklungsfähigkeit der experimentellen Methoden zu prüfen. Auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister beschäftigte sich daher der Verfasser mit diesem Problemkreis. Schwebungen treten aber auch in der reinen Geophysik auf, vor allem in der

Erdbebenseismik. Bekanntlich enthält fast jedes größere Erdbeben im Zuge der langen Wellen einige Schwebungsbilder, die freilich bis heute noch nicht einwandfrei gedeutet worden sind. Auch hierbei kann vielleicht eine recht genaue mathematische Diskussion der Schwebungen weiterführen.

In dieser Arbeit wollen wir in der Hauptsache nur „synthetisch“ vorgehen; d. h. wir wollen die möglichen Fälle von gewöhnlichen Schwebungsbildern (mit stationären Teilschwingungen) vollständig diskutieren und dann noch einige Fälle von nichtstationären Teilschwingungen behandeln, so, wie sie gerade in den genannten Gebieten der Praxis auftreten. Wenn wir uns hierbei mit diesen zwei Fällen begnügen, so geschieht dies deshalb, weil es uns wesentlich darauf ankommt, die Methoden der Diskussion klarzustellen, um dem Experimentator die Möglichkeit zu geben, in ähnlichen Fällen in gleicher Weise vorzugehen. Wie wir sehen werden, lassen sich solche Fälle größtenteils auf den Fall stationärer Teilschwingungen zurückführen, weshalb wir letzteren so ausführlich behandeln.

In einer weiteren Arbeit soll dann diese Arbeit ihre analytische Ergänzung finden. Es sollen dort Auswertmethoden angegeben und deren Brauchbarkeit und Genauigkeit untersucht werden.

Am Schlusse dieser Arbeit (§ 6) gehen wir noch kurz auf die Übertragung der Schwebungserscheinungen auf Wellen ein.

I. Gewöhnliche Schwebungen

Bei der mathematischen Behandlung der gewöhnlichen Schwebungen handelt es sich um die Diskussion der Funktion

$$y(t) = A_1 \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi) + A_2 \cdot \sin \omega_2 t \quad (1)$$

Das ist der allgemeinste Fall der Überlagerung zweier reiner Sinusschwingungen mit den Amplituden A_1 und A_2 und den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 . Ihre Phasenverschiebung zur Zeit $t = 0$ ist φ ; es darf $0 \leq \varphi < 2\pi$ gesetzt werden. Diese Funktion ist schon vielfach diskutiert worden; jedoch wollen wir dies hier noch eingehender tun, als es bisher geschehen ist, vor allem die Begriffe scharf und unmißverständlich fassen (z. B. den Begriff der „Frequenz“), und sämtliche Sonderfälle berücksichtigen. Freilich haben die hiermit zusammenhängenden Probleme in dem bisherigen Hauptanwendungsgebiet, der Akustik, nicht die hervorragende Bedeutung wie bei den modernen Boden- und Bauuntersuchungen. Wegen der letzteren ist es aber um so mehr notwendig, sich über die mathematischen Gesetze äußerste Klarheit zu verschaffen; denn nur so ist eine Verwertung derselben in der Praxis und eine Weiterentwicklung der Methoden möglich, und unklare mathematische Formulierung hat oft fehlerhafte physikalische Schlüsse zur Folge.

§ 1. *Frequenz und Schwebungskurve.* Wir wollen im folgenden allgemein Bekanntes nur kurz streifen und dafür Neues ausführlicher behandeln und die An-

schauung durch Figuren und Zahlenbeispiele zu unterstützen suchen. Mit unsern Bezeichnungen und Ausdrücken schließen wir uns dabei möglichst eng an H. Martin⁷⁾ an.

Die Frequenzen in (1) bezeichnen wir mit ν_1 und ν_2 , so daß

$$2\pi\nu_1 = \omega_1; \quad 2\pi\nu_2 = \omega_2$$

ist. Wir können nun ν_1 und ν_2 als ganze Zahlen voraussetzen, ohne der Allgemeingültigkeit bei den Anwendungen Abbruch zu tun. Denn da wir in der Praxis doch nur die Frequenzen bis auf eine bestimmte Dezimale angeben können, so können wir zunächst das Verhältnis ν_1/ν_2 als rational voraussetzen, und wenn wir uns noch für die Rechnung nicht gerade auf die Sekunde als Zeiteinheit festlegen wollen, so können wir ν_1 und ν_2 als ganze Zahlen wählen bei geeigneter Wahl der Zeiteinheit.

Weiter wollen wir die Voraussetzung machen

$$1 < \frac{\nu_1}{\nu_2} \leq 2 \quad \left(\text{d. h. } \frac{\nu_1}{\nu_2} \text{ nur wenig } > 1 \right); \dots \dots \dots (2)$$

denn nur unter dieser Bedingung können wir von „Schwebungen“ reden; auch können wir ν_1 immer als die größere Frequenz beibehalten.

Der Fall gleicher Amplituden

$$A_1 = A_2$$

(„reine Schwebung“) ist häufig diskutiert [vgl. z. B. ⁸⁾], so daß wir ihn hier übergehen wollen. Wir setzen also in Zukunft immer $A_1 \neq A_2$ voraus.

Die Gleichung (1) geht durch trigonometrische (oder auch geometrische) Umformung über in

$$y(t) = \left. \begin{aligned} &\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(\Delta\omega t + \varphi)} \\ &\cdot \sin \left[\omega t + \frac{\varphi}{2} + \arctg \left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \operatorname{tg} \frac{\Delta\omega t + \varphi}{2} \right) \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

worin zur Abkürzung

$$\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \omega \quad \text{und} \quad \omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$$

gesetzt ist. Diese Umformung ist aber noch nicht vollständig; denn (1) ist eine eindeutige stetige Funktion, während (3) mehrdeutig ist, einmal wegen der Wurzel, dann wegen des \arctg . Nun sieht man aber, daß beides auf dasselbe, nämlich auf die Vorzeichenbestimmung von $y(t)$ hinauskommt; denn vermehren wir den \arctg etwa um π , so wechselt der \sin sein Vorzeichen. Wir können daher die Wurzel immer als positiv annehmen und nun nach dem richtigen Zweig des \arctg fragen. Den erhalten wir aber sofort aus der Forderung der Stetigkeit: beim Übergang von

$$\Delta\omega t + \varphi < (2\kappa + 1) \cdot \pi \quad \text{zu} \quad \Delta\omega t + \varphi > (2\kappa + 1) \cdot \pi, \quad \kappa \text{ ganze Zahl,}$$

haben wir zu dem nächsthöheren (bzw. nächsttieferen, je nachdem $A_1 \geq A_2$ ist) Zweig des arctg überzugehen, also das Argument des sin um π zu erhöhen (bzw. zu erniedrigen), wobei nunmehr der arctg auf *einen* Zweig beschränkt bleibt, d. h. wir haben das Vorzeichen von $y(t)$ an den Zeitpunkten t , für die

$$\Delta \omega t + \varphi = (2\kappa + 1) \cdot \pi$$

ist, umzukehren. Zu einer Anfangszeit t erhalten wir das richtige Vorzeichen, d. h. den richtigen Zweig des arctg durch direkten Vergleich mit (1)*).

Die Größe

$$s(t) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(\Delta \omega t + \varphi)}$$

in (3) bezeichnet man als — veränderliche — Amplitude von $y(t)$. Als Funktion von t nennt man sie „Schwebungskurve“. Sie berührt die Kurve $y(t)$ an den Punkten, wo der sin in (3) gleich $+1$ ist. Die Berührungspunkte fallen nicht mit den Maxima der Funktion $y(t)$ zusammen, liegen aber im allgemeinen nicht weit von ihnen entfernt.

Unter der „Kreisfrequenz“ von $y(t)$ versteht man allgemein die zeitliche Ableitung des Arguments des sin ⁹⁾. Hierbei ist aber auf folgendes zu achten. Physikalisch ist ja die Frequenz (gleich Kreisfrequenz durch 2π) eigentlich die Anzahl der Schwingungen in der Zeiteinheit. Wenn diese mit der Zeit veränderlich ist, muß man sie mit Hilfe der zeitlichen Ableitung definieren. Wir können, indem wir nötigenfalls das Vorzeichen der Phase umkehren und π hinzufügen, immer erreichen, daß diese Ableitung zum Anfang des betrachteten Zeitintervalls nicht negativ ist. Nun kann es aber vorkommen, daß diese Ableitung ihr Vorzeichen wechselt. Wir können dann zwar bei der mathematischen Diskussion den Ausdruck „Frequenz“ beibehalten, physikalisch hat aber eine „negative Frequenz“ keinen Sinn mehr. Wir wollen daher sagen, daß einer sin-Funktion in Gebieten, in denen die Ableitung des Arguments durch Vorzeichenwechsel negativ wird, physikalisch keine Frequenz zukommt. Dies ist, wie sich zeigen wird, für die Auswertung aufgezeichneter Schwebungskurven äußerst wichtig. Es besteht zwar bei dieser Definition der Frequenz noch eine gewisse Willkür wegen der Wahl des Anfangs des Zeitintervalls, doch werden, wie in dem hier behandelten Falle, die Forderungen des speziellen physikalischen Problems immer eine Willkür ausschließen.

Die Schwebungskurve schwankt periodisch zwischen den Werten $A_1 + A_2$ und $|A_1 - A_2|$. Die Dauer einer Schwebung (die „Schwebungsperiode“ oder auch kurz „Schwebung“) ist, wenn wir $\nu_1 - \nu_2$ gleich der ganzen Zahl k setzen, gleich $1/k$, [nicht, wie bei Martin ⁷⁾, nur bei reinen Schwebungen]. $y(t)$ ist eine periodische Funktion; ihre Periode ist, wenn d der größte gemeinsame Teiler von ν_1 und ν_2 ist, gleich $1/d$. In die Periode fallen also k/d Schwebungen.

*) Die Wahl des Zweiges des arctg ist natürlich bis auf ein Vielfaches von 2π willkürlich; man wählt ihn beim Zeichnen der Phase $\Phi(t)$ von y daher praktisch so, daß $\Phi(t)$ nicht unnötig groß wird, am Anfang z. B. zwischen 0 und 2π liegt. In Fig. 2 ist für den Anfang $\Delta \omega t + \varphi = 0$ der arctg 0 gleich -5π gesetzt.

§ 2. Die Anzahl der Nullstellen. Wir wollen nun die Anzahl der Nullstellen der Funktion $y(t)$ innerhalb ihrer Periode bestimmen. Dazu brauchen wir offenbar nur die Anzahl der Nullstellen des \sin in (3) zu bestimmen, dessen Argument wir zur Abkürzung mit $\Phi(t)$ bezeichnen wollen. Wir bilden zunächst die Kreisfrequenz $\Phi'(t)$. Es ergibt sich nach einfacher Rechnung

$$\Phi'(t) = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + \frac{(A_1^2 - A_2^2) \cdot (\omega_1 - \omega_2)}{2[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(\Delta\omega t + \varphi)]}.$$

Diese Funktion ist wegen $A_1 \neq A_2$ überall stetig und periodisch mit der Periode der Schwebung. Sie hat innerhalb einer Schwebung, z. B. für

$$-\frac{\varphi}{\Delta\omega} \leq t < \frac{2\pi - \varphi}{\Delta\omega},$$

zwei Extremwerte, nämlich für

$$\Delta\omega t_1 + \varphi = 0 \quad \text{und} \quad \Delta\omega t_2 + \varphi = \pi,$$

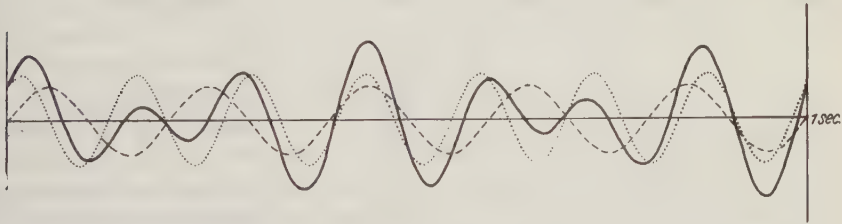


Fig. 1. Überlagerung zweier Sinusschwingungen mit den Frequenzen 7 und 5 und dem Amplitudenverhältnis 4:3 zu einem Schwebungsbild. Gleichung desselben:

$$y(t) = \sqrt{25 + 24 \cos\left(4\pi t + \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \sin\left[12\pi t + \frac{\pi}{8} + \arctg\left(\frac{1}{7} \operatorname{tg}\left\{2\pi t + \frac{\pi}{8}\right\}\right)\right].$$

d. h. im Maximum und Minimum der Schwebungskurve. Die zugehörigen Werte der Kreisfrequenz sind

$$\Phi'(t_1) = \frac{A_1\omega_1 + A_2\omega_2}{A_1 + A_2} \quad \text{und} \quad \Phi'(t_2) = \frac{A_1\omega_1 - A_2\omega_2}{A_1 - A_2} \dots (4)$$

Wir unterscheiden nun zwei Fälle:

1. $A_1 > A_2$.

In diesem Falle ist $\Phi'(t_2)$ Maximum und $\Phi'(t_1)$ Minimum. Weiter ist

$$\Phi'(t_1) > 0 \quad \text{und} \quad \Phi'(t_2) > 0,$$

weil ja auch nach (2) $\omega_1 > \omega_2$ vorausgesetzt ist. Aus der Stetigkeit und der Periodizität folgt daher, daß überall

$$\Phi'(t) > 0$$

ist. Da bei t_1 auch das Maximum und bei t_2 das Minimum der Schwebungskurve liegt, so können wir sagen, daß im Falle $A_1 > A_2$ die Frequenz von $y(t)$ periodisch

mit der Schwebungskurve von ihrem größten Wert im Schwebungsminimum zu ihrem kleinsten Wert im Schwebungsmaximum absinkt. Das ist, wie aus der

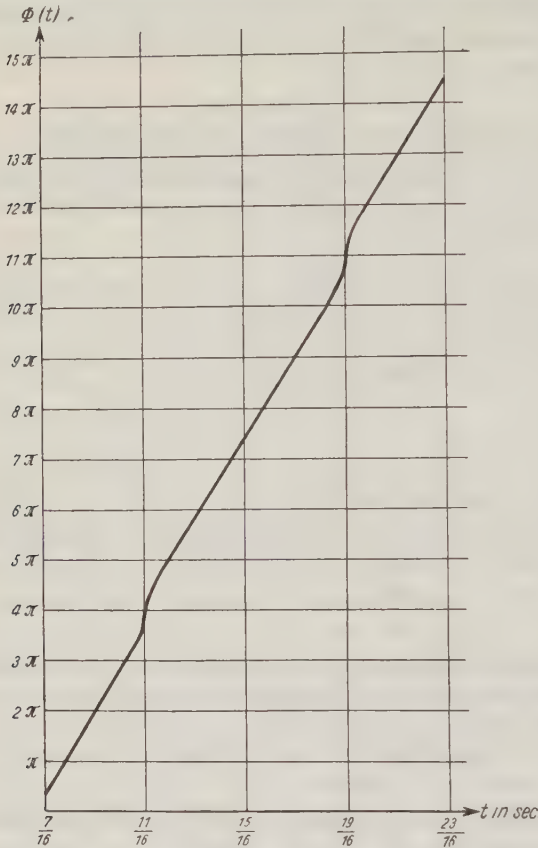


Fig. 2. Der Verlauf der Phase $\Phi(t)$ des Schwebungsbildes in Fig. 1:

$$\Phi(t) = 12\pi t + \frac{\pi}{8} + \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{7} \operatorname{tg}\left\{2\pi t + \frac{\pi}{8}\right\}\right).$$

$$\begin{aligned} \pi \cdot \alpha &= \omega t + \frac{\omega}{d} + \frac{\varphi}{2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \cdot \operatorname{tg} \frac{\Delta\omega t + \varphi}{2}\right) + \frac{k}{d} \cdot \pi \\ &- \left\{ \omega t + \frac{\varphi}{2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \cdot \operatorname{tg} \frac{\Delta\omega t + \varphi}{2}\right) \right\}. \end{aligned}$$

Denn $\Delta\omega \cdot t$ nimmt wegen $\Delta\omega = 2\pi k$ während einer Periode um $2\pi k/d$ zu, überschreitet also k/d -mal einen Wert $(2\kappa + 1) \cdot \pi$. Es folgt

$$\alpha = \frac{\nu_1 + \nu_2}{d} + \frac{\nu_1 - \nu_2}{d}, \quad \alpha = \frac{2\nu_1}{d}.$$

Fig. 1 ersichtlich, auch physikalisch sinnvoll; die Abstände der Nullstellen nehmen nämlich vom Schwebungsmaximum bis zum Minimum ab, umgekehrt wieder zu.

Um nun die Anzahl der Nullstellen von $y(t)$ innerhalb einer Periode der Länge $1/d$ zu finden, brauchen wir nur zu fragen, wie oft $\Phi(t)$ einen Wert $\kappa \cdot \pi$, $\kappa = 0, 1, 2, \dots$, annimmt. Wir denken uns dazu $\Phi = \Phi(t)$ gezeichnet (Fig. 2) und außerdem die Geraden $\Phi = \kappa \cdot \pi$. Jede Gerade schneidet nun die Kurve $\Phi(t)$ wegen $\Phi'(t) > 0$ nur einmal, so daß uns der Ausdruck

$$\alpha = \frac{\Phi\left(t + \frac{1}{d}\right) - \Phi(t)}{\pi}$$

die gesuchte Anzahl liefert. Nun ist unter Beachtung der oben diskutierten Vieldeutigkeit des arctg

Das ist aber auch die Anzahl der Nullstellen der Funktion $A_1 \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi)$ im Intervall $1/d$; d. h.:

Falls die Teilschwingung mit größerer Frequenz die größere Amplitude hat, ist die Anzahl der Nullstellen der zusammengesetzten Schwingung in einer Periode gleich der Anzahl der Nullstellen der Teilschwingung mit größerer Frequenz.

Wir haben diese bekannte Tatsache so ausführlich begründet, weil, wie sich zeigen wird, die Verhältnisse im zweiten Fall zum Teil erheblich anders liegen, was bisher noch nie erwähnt worden ist.

$$2. A_1 < A_2.$$

Man sieht hier zunächst, daß in diesem Falle von den beiden Größen (4) $\Phi'(t_1)$ Maximum und $\Phi'(t_2)$ Minimum ist. Zwar ist auch hier

$$\Phi'(t_1) > 0;$$

aber $\Phi'(t_2)$ ist nicht mehr für jedes Amplitudenverhältnis positiv. Wenn nämlich

$$1 > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2}{\omega_1}$$

ist, dann ergibt sich

$$\Phi'(t_2) < 0,$$

d. h. die Frequenz wird für ein gewisses Intervall um t_2 negativ, so daß hier der Begriff seinen physikalischen Sinn verliert. Wir unterscheiden demnach zwei Unterfälle:

$$a) \frac{\omega_2}{\omega_1} \geq \frac{A_1}{A_2}.$$

Hier liegen die Verhältnisse ähnlich wie im Falle 1. Es ergibt sich entsprechend:

Falls die Teilschwingung mit kleinerer Frequenz die größere Amplitude hat und falls die obige Ungleichung erfüllt ist, ist die Anzahl der Nullstellen der zusammengesetzten Schwingung in einer Periode gleich der Anzahl der Nullstellen der Teilschwingung mit kleinerer Frequenz.

Wie sich die Änderung des Arguments $\Phi(t)$ auf die Schwebungsperiode verteilt, ist bei Martin⁷⁾ ausführlich behandelt, so daß wir hier nicht darauf einzugehen brauchen.

$$b) 1 > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

Wegen

$$\Phi'(t_1) > 0 \quad \text{und} \quad \Phi'(t_2) < 0$$

ergibt sich hier, daß innerhalb einer Schwebungsperiode $\Phi(t)$ ein Maximum und ein Minimum hat. Die Methode zur Bestimmung der Anzahl der Nullstellen wie im ersten Falle ist daher hier nicht anwendbar. Vielmehr kann es vorkommen, daß

die Kurve $\Phi(t)$ von einer Geraden $\Phi = \pi$ einmal berührt und einmal geschnitten oder dreimal geschnitten wird, so daß $y(t)$ eine oder zwei Nullstellen pro Schwebungsperiode mehr enthält.

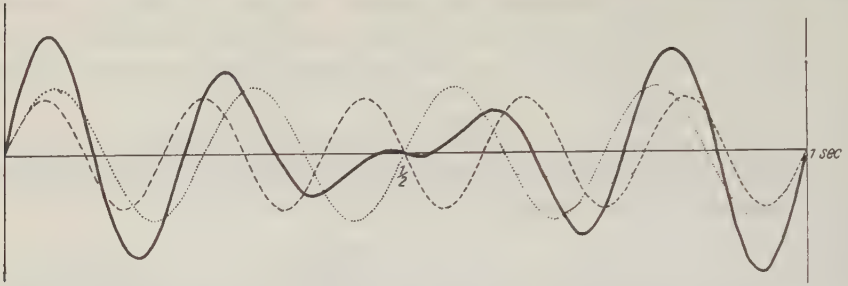


Fig. 3. Überlagerung zweier Sinusschwingungen mit den Frequenzen 5 und 4 und dem Amplitudenverhältnis 5:6 zu einem Schwebungsbild. Gleichung desselben:

$$y(t) = \sqrt{61 + 60 \cos 2\pi t} \cdot \sin \left[9\pi t - \arctg \left(\frac{1}{11} \operatorname{tg} \pi t \right) \right].$$

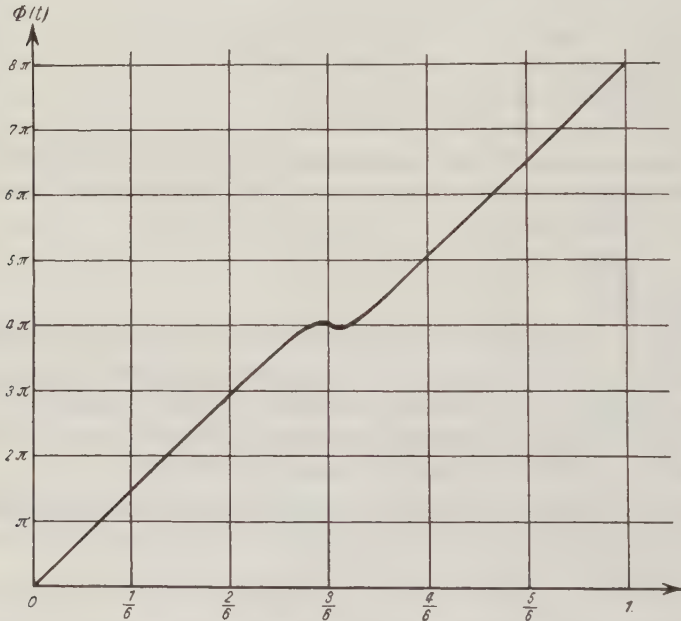


Fig. 4. Der Verlauf der Phase $\Phi(t)$ des Schwebungsbildes in Fig. 3:

$$\Phi(t) = 9\pi t - \arctg \left(\frac{1}{11} \operatorname{tg} \pi t \right). \text{ Beispiel für „negative“ Frequenz}$$

gungsperiode mehr enthält. Diese kritische Stelle liegt also immer in der Nähe des Minimums der Schwebungskurve. In den Fig. 3 und 4 ist ein solcher Fall dargestellt.

Aus Fig. 4 ist auch ersichtlich, daß das auftretende Maximum und Minimum nicht immer die Nullstellenzahl zu erhöhen braucht (vgl. Fig. 5). Es ist aber fraglich, ob ein solches Maximum und Minimum in der Funktion $\Phi(t)$ auch immer einem Maximum und Minimum bei $y(t)$ entsprechen. Dies ist tatsächlich der Fall.

Um speziell das zu beweisen und um allgemein weitere Aussagen über die Gestalt der Schwebungsbilder zu gewinnen, wollen wir in gleicher Weise wie die Nullstellen von $y(t)$ auch ihre Extremwerte diskutieren.

§ 3. *Gestalt und Anzahl der Extremwerte.* Wir fragen also nach den Nullstellen von $y'(t)$. Es ist nach (1)

$$y'(t) = A_1 \omega_1 \cos(\omega_1 t + \varphi) + A_2 \omega_2 \cos \omega_2 t.$$

Das schreiben wir

$$y'(t) = A_1 \omega_1 \sin(\pi/2 + \omega_1 t + \varphi) + A_2 \omega_2 \sin(\pi/2 + \omega_2 t).$$

Dies stimmt mit (1) formal genau überein. Also liefert die zu (3) analoge Umformung

$$y'(t) = \sqrt{A_1^2 \omega_1^2 + A_2^2 \omega_2^2 + 2 A_1 A_2 \omega_1 \omega_2 \cdot \cos(\Delta \omega t + \varphi)} \\ \cdot \sin \left[\omega t + \frac{\varphi + \pi}{2} + \operatorname{arctg} \left(\frac{A_1 \omega_1 - A_2 \omega_2}{A_1 \omega_1 + A_2 \omega_2} \cdot \operatorname{tg} \frac{\Delta \omega t + \varphi}{2} \right) \right].$$

Wir diskutieren diese Funktion in gleicher Weise wie $y(t)$. Der Charakter von $y'(t)$ als Schwebung ist erhalten geblieben, da die Frequenzen der Teilschwingungen die gleichen sind wie bei $y(t)$. Auch die Schwebungsperiode ist hier die gleiche wie dort. Die Extremwerte der Kreisfrequenz innerhalb einer Schwebung sind hier entsprechend, wenn wir zunächst den Fall $A_1 \omega_1 = A_2 \omega_2$ ausschließen,

$$\frac{A_1 \omega_1^2 + A_2 \omega_2^2}{A_1 \omega_1 + A_2 \omega_2} \quad \text{und} \quad \frac{A_1 \omega_1^2 - A_2 \omega_2^2}{A_1 \omega_1 - A_2 \omega_2}.$$

Wir unterscheiden wieder zwei Fälle:

$$1. \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2}{\omega_1}. \quad (\text{Für } A_1 = A_2 \text{ auch gültig.})$$

Das entspricht also den früheren Fällen 1 und 2b. Wir erhalten das Gesetz:

Falls die obige Ungleichung erfüllt ist, ist die Anzahl der Extrema der zusammengesetzten Schwingung in einer Periode gleich der Anzahl der Extrema der Teilschwingung mit größerer Frequenz.

Es ist leicht einzusehen, daß es sich bei den Extrema nur um Maxima und Minima handelt, die abwechselnd aufeinander folgen und durch Nullstellen getrennt sind, abgesehen von dem möglichen oben unter 2b behandelten Ausnahmefall im Schwebungsminimum. Ein solcher Ausnahmefall ist in Fig. 5 dargestellt. Ihm entspricht eine Kurve $\Phi(t)$, die zwar ein Maximum und ein Minimum hat, aber von keiner Geraden $\Phi = \kappa \cdot \pi$ mehr als einmal geschnitten wird.

Der angekündigte Beweis ist damit schon erbracht.

$$2a. \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} \geq \frac{A_1}{A_2}.$$

In diesem Falle verhalten sich die Extrema wie im früheren Fall 2a die Nullstellen. Es gilt entsprechend:

Falls die obige Ungleichung erfüllt ist, ist die Anzahl der Extrema der zusammengesetzten Schwingung in einer Periode gleich der Anzahl der Extrema der Teilschwingung mit kleinerer Frequenz.

Wieder handelt es sich nur um Maxima und Minima, die hier stets durch Nullstellen getrennt sind.

$$2b. \frac{\omega_2}{\omega_1} > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}.$$

Das dem früheren entsprechende Ergebnis ist hier: Es kann vorkommen, daß $y(t)$ die gleiche Anzahl Maxima und Minima hat wie die Teilschwingung mit

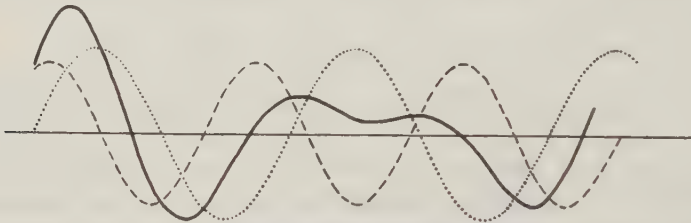


Fig. 5. Schwebungsbild aus den gleichen Teilschwingungen wie in Fig. 3, nur mit der Phasenverschiebung $\varphi = \frac{\pi}{3}$. (Ausschnitt beim Schwebungsminimum.)

kleinerer Frequenz; es kann aber auch eintreten, daß $y(t)$ einen Wendepunkt oder ein Maximum und Minimum pro Schwebungsperiode mehr hat.

Im Falle $A_1\omega_1 = A_2\omega_2$ ist die Ableitung

$$y'(t) = 2A_1\omega_1 \cos\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right) \cdot \cos \frac{A\omega t + \varphi}{2} \quad \dots \quad (5)$$

Die Anzahl der Extrema von $y(t)$ ist hier höchstens gleich der Anzahl der Extrema von der Teilschwingung mit größerer Frequenz. Sie kann aber auch kleiner werden, wenn nämlich die beiden \cos in (5) für das gleiche t Null werden. Hier treten Wendepunkte auf, die durch Zusammenfallen von einem Maximum und einem Minimum entstanden zu denken sind.

Ebenso wie die erste könnte man nun natürlich auch noch die zweite und die höheren Ableitungen von $y(t)$ untersuchen; doch würde das hier zu weit führen. Wir sehen jedenfalls schon hieraus, wie mannigfaltig Schwebungsbilder gestaltet sein können. Wir haben hier hauptsächlich auf qualitative Aussagen Wert gelegt; quantitative Aussagen über Schwebungsbilder, vor allem bezüglich der Auswertung von experimentell gewonnenen Schwebungsdiagrammen, sollen der weiteren Arbeit vorbehalten werden.

Übersicht

	Amplituden- verhältnis A_1/A_2	Nullstellenanzahl a pro Periode $1/d$ von $y(t)$	Anzahl der Extrema b pro Periode $1/d$ von $y(t)$
1.	$\frac{A_1}{A_2} > 1$	$\frac{2\nu_1}{d}$	$\frac{2\nu_1}{d}$
2.	$\frac{A_1}{A_2} = 1$	$\frac{2\nu_1}{d} \geq a \geq \frac{2\nu_1}{d} - 2^*)$	$\frac{2\nu_1}{d}$
3.	$1 > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2}{\omega_1}$	$\frac{2\nu_1}{d} \geq a \geq \frac{2\nu_2}{d}$	$\frac{2\nu_1}{d}$
4.	$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$	$\frac{2\nu_2}{d}$	$\frac{2\nu_1}{d} \geq b \geq \frac{2\nu_1}{d} - 2^*)$
5.	$\frac{\omega_2}{\omega_1} > \frac{A_1}{A_2} > \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2}$	$\frac{2\nu_2}{d}$	$\frac{2\nu_1}{d} \geq b \geq \frac{2\nu_2}{d}$
6.	$\frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} \geq \frac{A_1}{A_2}$	$\frac{2\nu_2}{d}$	$\frac{2\nu_2}{d}$

II. Nichtstationäre Teilschwingungen

§ 4. *Teilschwingungen mit veränderlicher Frequenz.* Bei Bodenuntersuchungen durch Maschinenschwingungen ergeben sich Schwebungsbilder, die von G.-A. Schülze⁵⁾ untersucht worden sind. Eine Schwingmaschine mit Exzenter führt dem Boden elastische Energie zu, die sich in Form von sinusförmigen elastischen Wellen allseitig ausbreitet. Je nach den durchlaufenen Schichten ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit verschieden. Haben wir z. B. ein zweigeschichtetes Medium, eine Deckschicht und eine tiefere Schicht mit größerer Geschwindigkeit, so überlagern sich am Beobachtungsort die beiden durch die verschiedenen Schichten gelaufenen Wellenzüge. In bestimmten Entfernungen Maschinenstandort-Beobachtungsort entstehen Amplitudenmaxima und -minima, aus deren Lage man auf den Aufbau des Untergrundes schließen kann¹⁰⁾. Hierauf kommen wir noch in anderem Zusammenhang in § 6 zurück.

Ändert man jetzt die Frequenz der Maschine, z. B. indem man sie auslaufen läßt, dann kommt eine bestimmte Frequenz an einem festen Beobachtungsort wegen der verschiedenen Geschwindigkeiten auf den beiden Wegen zu verschiedenen Zeiten an; d. h. zu bestimmter Zeit kommen auf den beiden Wegen Schwingungen mit wenig verschiedener Frequenz an, die sich zu Schwebungsbildern überlagern.

Der Begriff „Frequenz“ ist dabei entsprechend den Ausführungen in § 1 zu verstehen.

Die hier entstehenden Schwebungsbilder unterscheiden sich von den in Kap. I behandelten „gewöhnlichen Schwebungen“ durch zweierlei: 1. Die Frequenz der Teilschwingungen ist nicht mehr konstant. 2. Die Amplituden der Teilschwingungen sind nicht mehr konstant.

*) Der Beweis dieser Ungleichungen ist einfach.

Die Phase der Maschine bezeichnen wir allgemein mit $\varphi(t)$. Die an der Maschine entstehenden Bodenamplituden sind proportional der Winkelgeschwindigkeit

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = f(t)$$

(gleich Kreisfrequenz) der Maschine:

$$A = C \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt}.$$

Die am Beobachtungsort auftretenden Amplituden sind wiederum proportional A zu setzen, also in den beiden Schichten:

$$A_1 = C_1 \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad A_2 = C_2 \frac{d\varphi(t)}{dt}.$$

Die Größen C_1 und C_2 hängen dabei von der Entfernung und von der Absorption in den beiden Schichten ab.

Sind die Laufzeiten der Wellen von der Maschine zum Beobachtungsort in den beiden Schichten t_1 und t_2 , dann haben wir also, mathematisch gesprochen, die Funktion

$$\begin{aligned} y(t) &= A_1 \cdot \sin[\varphi(t-t_1)] + A_2 \cdot \sin[\varphi(t-t_2)] \\ &= C_1 f(t-t_1) \sin[\varphi(t-t_1)] + C_2 f(t-t_2) \sin[\varphi(t-t_2)] \end{aligned}$$

zu diskutieren. Wir setzen dabei immer $f(t) > 0$ voraus und nehmen weiterhin an, daß $f'(t)$ sehr klein ist. Die letztere Voraussetzung werden wir unten noch näher umreißen.

Der Umformung (3) entspricht hier

$$y(t) = \sqrt{C_1^2 f_1^2 + C_2^2 f_2^2 + 2 C_1 C_2 \cdot f_1 \cdot f_2 \cos[\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2)]} \cdot \sin \left[\frac{\varphi(t-t_1) + \varphi(t-t_2)}{2} + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{C_1 f_1 - C_2 f_2}{C_1 f_1 + C_2 f_2} \cdot \operatorname{tg} \frac{\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2)}{2} \right\} \right], \quad (6)$$

worin zur Abkürzung

$$f_1 = f(t-t_1); \quad f_2 = f(t-t_2)$$

gesetzt ist.

Wir sehen, daß sich eine ganz ähnliche Form ergibt wie in Kap. I, und die Diskussion läßt sich daher auch leicht auf die dortige zurückführen. Wir unterscheiden zunächst wieder in gleicher Weise Schwebungskurve und Phase des Schwebungsbildes (6), wobei bezüglich der Vieldeutigkeit des arctg dasselbe zu beachten ist wie oben. Ein wesentlicher Unterschied ist nur der, daß jetzt $y(t)$ keine periodische Funktion mehr ist. Trotzdem lassen sich aber die Gesetze aus Kap. I weitgehend übertragen, wodurch vor allem die Auswertung von Schwebungsdiagrammen mit für den Zweck hinreichender Genauigkeit möglich ist.

Die Schwebungskurve hat die Gleichung

$$s(t) = \sqrt{C_1^2 f_1^2 + C_2^2 f_2^2 + 2 C_1 C_2 f_1 f_2 \cdot \cos[\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2)]}.$$

Wir bilden die Ableitung von $s(t)^2$:

$$2s(t) \cdot s'(t) = 2C_1^2 f_1 \cdot f'_1 + 2C_2^2 f_2 f'_2 + 2C_1 C_2 \cdot (f'_1 f_2 + f_1 f'_2) \cdot \cos[\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2)] \\ - 2C_1 C_2 f_1 f_2 \cdot \sin[\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2)] \cdot (f_1 - f_2).$$

$f'(t)$ soll nun so klein sein, daß wir die Glieder mit f' gegen das letzte vernachlässigen können. Nur dann entstehen nämlich bei dem beschriebenen physikalischen Vorgang Schwebungsbilder. Dann verschwindet $s'(t)$ bei

$$\varphi(t-t_1) - \varphi(t-t_2) = \kappa \cdot \pi; \quad \kappa = \text{ganze Zahl.} \quad \dots (7)$$

Hierdurch sind die Extremwerte der Schwebungskurve bestimmt. Um sich dabei eine Vorstellung von der Größe des Fehlers wegen der Vernachlässigung der Glieder mit f' zu machen, hat man zu beachten, daß an den durch (7) gegebenen Stellen t die Ableitung von $s(t)$ nicht Null, sondern absolut genommen gleich

$$|C_1 \cdot f'(t-t_1) \pm C_2 \cdot f'(t-t_2)|$$

ist, woraus man im praktischen Fall den Fehler abschätzen kann.

Wir können also auch hier von „Schwebungsintervall“ reden; nur wird das im allgemeinen nicht konstant sein. Man könnte nach (7) versuchen, aus gegebenen Zeiten t' , t'' usw., zu denen die Schwebungskurve Maxima oder Minima hat, t_1 und t_2 oder wenigstens $t_1 - t_2$ zu berechnen, was ja in der Praxis das Hauptziel ist. Hat man z. B. lineare Frequenz

$$f(t) = at + b, \quad \text{also} \quad \varphi(t) = \int f(t) dt = \frac{1}{2} at^2 + bt + c,$$

und zwei aufeinanderfolgende Minima zu den Zeiten t' und t'' , so ergibt (7)

$$\varphi(t' - t_1) - \varphi(t' - t_2) = (at' + b)(t_2 - t_1) - a(t_2^2 - t_1^2) = \kappa \cdot \pi, \\ \varphi(t'' - t_1) - \varphi(t'' - t_2) = (at'' + b)(t_2 - t_1) - a(t_2^2 - t_1^2) = (\kappa \pm 2) \cdot \pi.$$

Also

$$|t_2 - t_1| = \frac{2\pi}{|a| \cdot (t'' - t')}.$$

Diese Methode ist aber sehr ungenau; erheblich genauere Auswertmethoden ergeben sich bei Berücksichtigung der Phase von $y(t)$. Hierauf soll in der genannten späteren Arbeit eingegangen werden.

Wir wollen hier nur noch kurz auf einen wichtigen Unterschied gegen gewöhnliche Schwebungen im Verlauf der Phase eingehen.

Der Faktor

$$\alpha(t) = \frac{C_1 f_1 - C_2 f_2}{C_1 f_1 + C_2 f_2}$$

ist ja jetzt eine Funktion von t . Behält er innerhalb des betrachteten Schwebungsintervalls sein Vorzeichen, dann ist das Verhalten ähnlich wie im Falle der gewöhn-

lichen Schwebungen. Es kann aber auch vorkommen, daß $\alpha(t)$ sein Vorzeichen wechselt. In Fig. 6 ist ein solcher Fall schematisch dargestellt (lineare Frequenz). Dann kehrt sich der Änderungssinn der Phase (gleich Gang der Frequenz) plötzlich um, und der arctg hat am Anfang und Ende des betreffenden Schwebungsintervalles den gleichen Wert. Dieser Fall tritt auch in der Praxis zuweilen tatsächlich ein (siehe hierzu auch § 6).

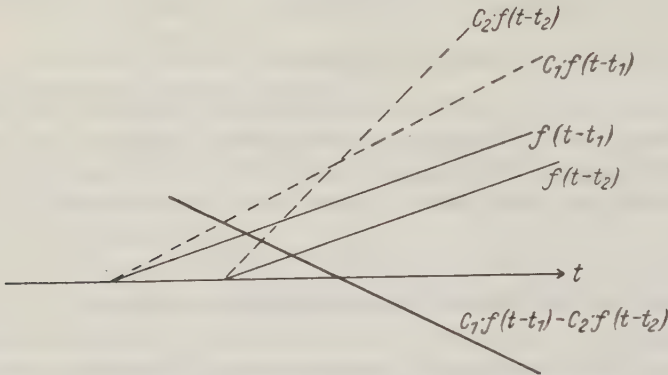


Fig. 6. Beispiel für Vorzeichenwechsel der Funktion:

$$C_1 f(t-t_1) - C_2 f(t-t_2).$$

$$f(t-t_1) > f(t-t_2); \quad C_1 < C_2.$$

§ 5. *Gedämpfte Teilschwingungen.* Im Bauwesen ist es oft wichtig, die Eigenfrequenzen und Dämpfungskonstanten von Gebäuden zu kennen, z. B. deshalb, um das Gebäude durch darin aufgestellte, schlecht ausgewuchtete Maschinen nicht zu großen Erschütterungen auszusetzen, was dann eintritt, wenn die Dämpfung gering ist und die Frequenz einer solchen Maschine in der Nähe einer Eigenfrequenz des Gebäudes liegt. Köhler⁶⁾ hat bei einer solchen Untersuchung folgende Methode angegeben, um die Eigenfrequenz und die Dämpfung des untersuchten Gebäudes (Kohlenwäsche) zu finden: Durch eine in dem Gebäude befindliche Maschine wird das Gebäude durch Resonanz in Eigenschwingungen versetzt; die Maschine wird sehr schnell angehalten und die ausklingenden freien Schwingungen des Gebäudes werden durch einen Seismographen aufgezeichnet. Treten hierbei zwei wenig voneinander verschiedene Eigenfrequenzen auf, wie das in dem von Köhler untersuchten Gebäude der Fall ist, dann bilden sich wieder schwebungsartige Kurven, aus denen die Teilschwingungen gefunden werden sollen.

Um diese Verhältnisse mathematisch zu erfassen, wollen wir (wie bei Köhler) annehmen, daß die Dämpfung exponentiell und für beide Teilschwingungen gleich ist. Wir setzen daher die Teilschwingungen

$$y_1(t) = A_1 \cdot e^{-\kappa t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi),$$

$$y_2(t) = A_2 \cdot e^{-\kappa t} \cdot \sin \omega_2 t.$$

Entsprechend der Umformung (3) erhalten wir jetzt

$$y(t) = e^{-\kappa t} \cdot \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cdot \cos(\Delta \omega t + \varphi)} \cdot \sin \left\{ \omega t + \frac{\varphi}{2} + \arctg \left[\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \cdot \tg \frac{\Delta \omega t + \varphi}{2} \right] \right\} \quad (8)$$

Es ergibt sich also die gleiche Funktion wie in (3), nur daß noch der Dämpfungsfaktor $e^{-\kappa t}$ hinzutritt. Die Diskussion ist daher sehr einfach. Die Schwebungskurve hat jetzt die Gleichung

$$s(t) = e^{-\kappa t} \cdot \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cdot \cos(\Delta \omega t + \varphi)}.$$

Sie „schlängelt“ sich gleichsam um die e -Kurve $e^{-\kappa t}$. Die Schwebungsdauer $2\pi/\Delta\omega$ ist leicht aus dem Kurvenbilde zu erkennen; exakt gewinnt man sie, wenn man beachtet, daß die logarithmische Ableitung von $s(t)$ eine rein periodische Funktion der Periode $2\pi/\Delta\omega$ ist, z. B. indem man $s(t)$ auf logarithmischem Papier zeichnet und graphisch differenziert. Aus zwei t -Werten im so gewonnenen Abstand $2\pi/\Delta\omega$ findet man dann die Dämpfungskonstante κ . Für die Phase in (8) gilt dasselbe wie bei gewöhnlichen Schwebungen, da sie hier die gleiche ist wie dort.

§ 6. Übertragung der Theorie auf Wellen. Wir wollen zum Schluß noch die Ergebnisse auf die Überlagerung von Wellen übertragen. Haben wir nämlich zwei Wellen, die bei gleicher Frequenz mit wenig verschiedener Geschwindigkeit fortschreiten, so ergibt sich mathematisch genau das gleiche Bild wie bei den Schwebungen, nur daß wir hier die Zeitachse durch die Wegachse in der Richtung Erregerort—Beobachtungsort zu ersetzen haben. Im wesentlichen ist es das, was man „Interferenz“ nennt. Es ist nun interessant, hier die Verhältnisse physikalisch zu deuten.

Sind v_1 und v_2 die beiden Geschwindigkeiten, λ_1 und λ_2 die Wellenlängen, ν die Frequenz, dann ist

$$\nu \lambda_1 = v_1; \quad \nu \lambda_2 = v_2.$$

Die beiden Teilwellen sind

$$y_1(x) = A_1 \cdot \sin \left(2\pi \frac{x}{\lambda_1} + \varphi \right); \quad y_2(x) = A_2 \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda_2}$$

oder

$$y_1(x) = A_1 \cdot \sin \left(2\pi \nu \frac{x}{v_1} + \varphi \right); \quad y_2(x) = A_2 \cdot \sin 2\pi \nu \frac{x}{v_2}.$$

Die Amplituden können auch noch Funktionen von x sein. Ihre Summe ist [entsprechend (3)]

$$y(x) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cdot \cos \left[2\pi \nu \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) x + \varphi \right]} \cdot \sin \left[\pi \nu \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right) x + \frac{\varphi}{2} + \arctg \left(\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \cdot \tg \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) x + \varphi \right) \right] \quad (9)$$

Die Gesetze aus Kap. I lassen sich nun hierauf völlig übertragen; wir haben nur immer das Wort „Frequenz“ durch „reziproke Geschwindigkeit“ zu ersetzen. Die Geschwindigkeit der zusammengesetzten Welle ist also im allgemeinen veränderlich; sie richtet sich — bis auf den einen Ausnahmefall 2 b) — „im Durchschnitt“ (d. h. bezüglich der Anzahl der Nullstellen) nach der Teilwelle mit größerer Amplitude.

Es fragt sich nun, ob die Überlagerung zweier solcher Teilwellen auch physikalisch verwirklicht ist. Das ist tatsächlich der Fall. Wir wollen hier zwei Beispiele erwähnen.

1. In einem elastischen Medium mögen sich in bestimmter Richtung eine longitudinale und eine transversale Welle ausbreiten. Sind die beiden Geschwindigkeiten nicht zu sehr verschieden ($1 < v_1/v_2 \ll 2$), und messen wir in einer Richtung,

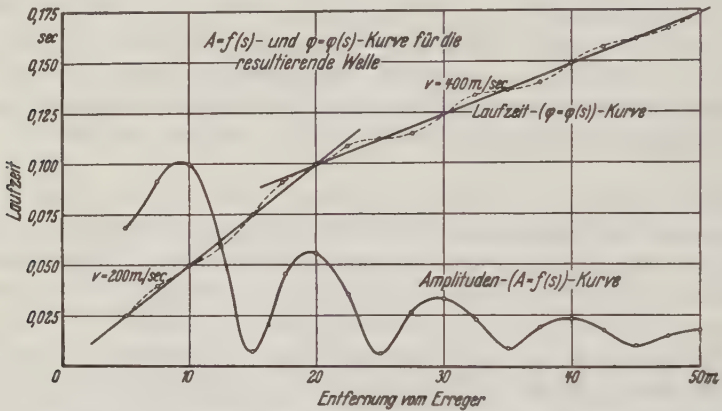


Fig. 7. Schematische Darstellung zur Interferenz zweier Einzelwellen von gleicher Frequenz, aber verschiedener Wellenlänge und verschieden starker Absorption.
(Nach A. Ramspeck)

in der beide Wellen eine von Null verschiedene Komponente haben, so haben wir die beschriebenen Verhältnisse. Dabei ist noch die Amplitudenabnahme mit der Entfernung zu berücksichtigen.

2. Ein zweigeschichtetes Medium möge durch eine Schwingmaschine sinusförmig angeregt werden [vgl. zum folgenden¹⁰⁾]. An der Oberfläche mißt man dann, wie schon in § 4 beschrieben, zwei Wellen, die durch die beiden Schichten mit verschiedener Geschwindigkeit gelaufen sind. Zu einem bestimmten Zeitmoment haben wir dann an der Oberfläche das übliche Schwebungsbild. Die Wellen sind exponentiell gedämpft anzunehmen. Ist die Dämpfung für beide Wellen gleich, dann haben wir konstante durchschnittliche Geschwindigkeit wie in § 5 Gleichung (8); ist sie aber verschieden, dann hat der Amplitudenfaktor im arctg von (9) die Form

$$\frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} = \frac{C_1 e^{-\alpha_1 x} - C_2 e^{-\alpha_2 x}}{C_1 e^{-\alpha_1 x} + C_2 e^{-\alpha_2 x}} \dots \dots \dots (10)$$

worin κ_1 und κ_2 die Absorptionskoeffizienten sind. Hier ist nun der am Schluß des § 4 erwähnte Fall möglich, daß der Ausdruck (10) für ein bestimmtes x sein Vorzeichen wechselt. Die Phase ändert dann ihre „durchschnittliche“ Richtung, d. h. die Laufzeitkurve der Welle weist einen Knick auf. Die Verhältnisse sind von Ramspeck in der erwähnten Arbeit¹⁰⁾ von anderem Gesichtspunkt genau beschrieben worden. Wir geben hier seine Fig. 17 wieder, die alles erläutert. Die Amplitudenkurve ist die Schwebungskurve.

Literatur

- ¹⁾ E. Budde: Bemerkungen zu zwei Arbeiten von E. Waetzmann. Phys. Zeitschr. **18**, 285—290 (1917).
- ²⁾ E. Waetzmann: Über Schwebungen. Ebenda **18**, 560—567 (1917).
- ³⁾ E. Budde: Über Schwebungen. Ebenda **19**, 60—61 (1918).
- ⁴⁾ E. Waetzmann: Über Schwebungen. Ebenda **19**, 177—178 (1918).
- ⁵⁾ G.-A. Schulze: Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 307—321 (1935).
- ⁶⁾ R. Köhler: Messung der Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche. Ebenda **12**, 148—166 (1936).
- ⁷⁾ H. Martin: Schwingungslehre, I. Kap., § 9. Handb. d. Experimentalphysik Bd. XVII, 1.
- ⁸⁾ E. Waetzmann: Über den Zusammenklang zweier einfacher Töne. Phys. Zeitschr. **12**, 231—238 (1911).
- ⁹⁾ Helmholtz: Die Lehre von den Tonempfindungen, 5. Auflage, Beilage XIV.
- ¹⁰⁾ Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen. Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin, Heft 4.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juni 1936.

Ein mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit

Von G. A. Suckstorff, Göttingen — (Mit 4 Abbildungen)

Es wird der Bau und die Wirkungsweise eines mechanisch registrierenden Barographen beschrieben, der bei einer Empfindlichkeit bis 20 mm Ausschlag pro mm Hg Luftdruckregistrierungen bei einer Papierbreite von 80 mm gestattet.

Im Verlauf von Untersuchungen über die Strömungsvorgänge in Regenschauern ergab sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Temperaturverlauf am Erdboden und dem Vorbeizug eines Regenschauers. Der entsprechende Verlauf des Luftdrucks jedoch zeigte zwar im allgemeinen eine kleine vorübergehende Druckzunahme von $1/10$ bis $3/10$ mm Hg, die Form der Druckkurven war aber untereinander recht verschieden. Es erschien daher notwendig, eine größere Zahl von Luftdruckregistrierungen bei Schauerwetter zu gewinnen, um Schlüsse

auch aus dem Luftdruckverlauf ziehen zu können. Dazu war es erforderlich, von der photographischen auf eine mechanische Aufzeichnung überzugehen, wobei jedoch die Empfindlichkeit von 10 mm Ausschlag bei 1 mm Druckänderung erhalten bleiben mußte. Zu diesem Zweck wurde ein mechanisch registrierender Barograph entsprechender Empfindlichkeit entwickelt.

Das Innere einer luftgefüllten Dose wurde mit einem großen, völlig starren, luftgefüllten Behälter von Normaldruck verbunden. Beide sind gegen die Außenluft luftdicht abgeschlossen. Die äußeren Luftdruckschwankungen werden durch eine sehr kleine weiche innere Stützfeder f aufgenommen. Steigt nun der äußere Luftdruck, so wird die Dose zusammengedrückt, jedoch ändert die dadurch eintretende Volumenverkleinerung der Dose den inneren Luftdruck nicht wesentlich, wenn das Behältervolumen mindestens 1000 mal größer als das Dosenvolumen ist. Die Druckänderung wird also nur von der sehr weichen Feder aufgenommen, die möglichst unempfindlich gegen Temperatur ist. Da die Feder nur die Druckschwankung zu tragen braucht, kann sie so weich gewählt werden, daß die Empfindlichkeit gegenüber der normalen Aeroniddose auf das 20fache gesteigert wird. Die Längenänderungen der weichen Feder f werden durch ein Hebelsystem vergrößert und aufgezeichnet.

Um bei gesteigerter Empfindlichkeit doch mit der üblichen Breite des Registrierpapiers auszukommen, ist folgende Einrichtung getroffen: Wenn die Schreibfeder den Papierrand erreicht hat, wird durch einen automatisch bestätigten Hahn die Verbindung zwischen dem Doseninnenraum und der Außenluft hergestellt. Durch den Druckausgleich geht die Feder in ihre Ruhestellung zurück. Durch automatisches Schließen des Hahnes beginnt dann das Spiel von neuem. Diese Überlegungen sind natürlich nur gültig, wenn die Temperatur in der Dose und dem Behälter konstant bleibt. Die Konstanterhaltung der Temperatur gelingt jedoch auf einfache Weise. Der Druck eines Gases von 0°C nimmt bei 1°C Temperaturerhöhung um $\frac{1}{273}$ seines Anfangsdruckes, also um $\frac{760}{273} = 2.8 \text{ mm Hg}$ zu. Soll der Temperatureinfluß 0.1 mm Hg nicht übersteigen, so muß die Temperatur des Behälters auf $\frac{1}{28}^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten werden. Um diese Temperaturkonstanz zu erreichen, wird der Behälter genügend tief in den Erdboden eingegraben. In einer Tiefe von 3 m ist der tägliche Temperaturgang bereits kleiner als $\frac{1}{100}^{\circ}\text{C}$.

Nunmehr ist nur noch die in der Dose und der Zuleitung eingeschlossene Luftmenge den täglichen Temperaturschwankungen ausgesetzt. Diese Temperaturschwankungen sind unschädlich gemacht, wenn das Behältervolumen genügend groß ist. Das Volumen der Dose und der Zuleitung betrage 500 cm^3 . Ist der Behälter nicht angeschlossen, so ergibt eine Temperaturschwankung von 27.3° eine Druckschwankung um $\frac{1}{10}$ des Ausgangsdruckes, also bei 760 mm Ausgangsdruck eine Schwankung von 76 mm Hg. Wird jedoch der temperaturkonstante Behälter angeschlossen, so vermindert sich diese Druckschwankung im Verhältnis Dosen- + Zuleitungsvolumen/Behältervolumen. Soll also bei der erwähnten Schwankung der Dosentemperatur die erzeugte Druckschwankung kleiner als 0.1 mm Hg werden,

so muß das Behältervolumen rund 1000mal größer sein als das Volumen der Dose der Zuleitung. Der Behälter muß also ein Volumen von 500 Liter besitzen.

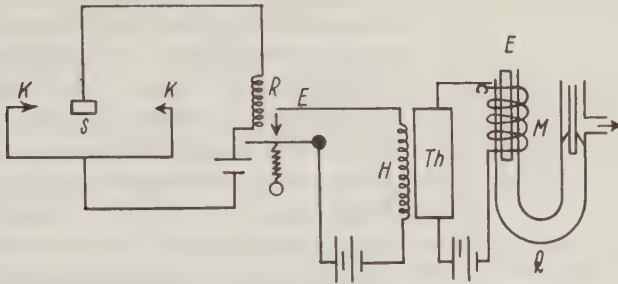


Fig. 1. Elektrisch-thermische Rückschaltung des Zeigers des Druckschreibers

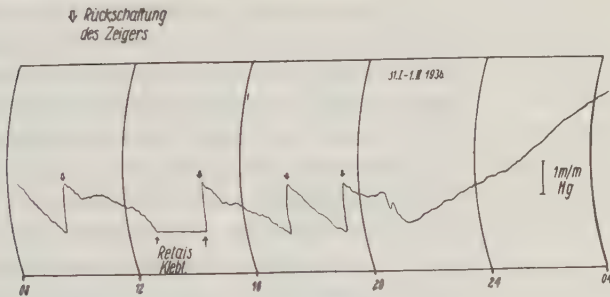


Fig. 2. Originalregistrierung mit künstlicher Häufung der Zeigerrückschaltungen

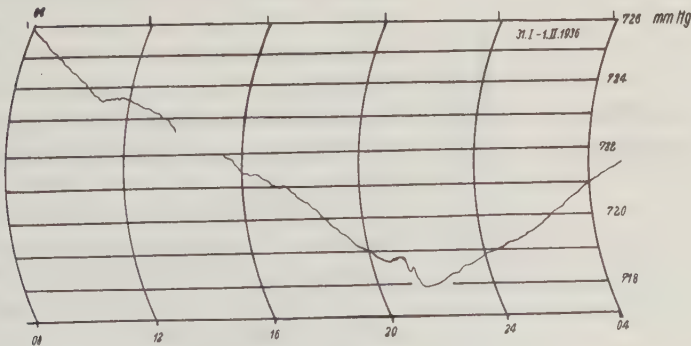


Fig. 3

Zusammensetzung der Einzelkurven der Fig. 2 zu einer Gesamtkurve des Druckverlaufes

Es gelingt also auf diese Weise eine hohe Empfindlichkeit des Druckschreibers zu erreichen, und trotzdem mit einer geringen Breite des Registrierpapiers auszukommen.

Diese Apparatur registriert seit Januar 1936 im Geophysikalischen Institut Göttingen. Die Kontrolle der Registrierungen erfolgte durch täglich dreimaligen Vergleich mit den Ablesungen des Stationsbarometers. Die größten dabei beobachteten Differenzen von ± 0.7 mm Hg traten nach starken Strahlungsfrösten ein, in 90% der Fälle blieben die Abweichungen unter 0.2 mm Hg. Diese Fehler beziehen sich auf die Differenz zwischen registriertem und gemessenem Luftdruck nach 24 Stunden Registrierdauer. D. h. es trat im ungünstigsten Falle eine Nullpunktwanderung von 0.7 mm Hg in 24 Stunden ein. Die relative Genauigkeit über 2 bis 3 Stunden war stets größer als 0.1 mm Hg. Die Fig. 2, 3 und 4 zeigen Beispiele von Registrierungen. Fig. 2 ist eine Originalregistrierung, Fig. 3 der daraus zusammengestellte gesamte Druckverlauf des Tages. Fig. 4, die nachträglich zugefügt wurde, zeigt den Druckverlauf beim Vorüberzug von zwei Gewittern am 7. und 8. Juli 1936, darüber die Registrierung des Stationsbarographen mit normaler Empfindlichkeit.

Es ist beabsichtigt, den Druckschreiber noch durch eine bewegliche Skala zur Ablesung des Luftdrucks zu vervollständigen. Zu Beginn der Registrierung wird die Skala solange verschoben, bis der am Quecksilberbarometer abgelesene Druck auch vom Druckschreiber angezeigt wird. Wird durch Schließen der Randkontakt der Zeiger zurückgeschaltet, so wird im gleichen Sinne auch die Skala durch Schrittschalter zurückgeschaltet. Da die benutzten technischen Druckschreiber bis zu einer Empfindlichkeit von 20 mm Ausschlag für 1 mm Druckänderung gesteigert werden können, ist es möglich, noch Druckschwankungen von 0.02 mm gut sichtbar mechanisch aufzuzeichnen.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Mai 1936.

Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers

Von **H. Haalek** — (Mit 1 Abbildung)

Um bei den statischen Schwerkräftsmessungen die Höhen der einzelnen Meßpunkte mit einer entsprechenden Schnelligkeit und der ausreichenden Genauigkeit von ± 0.5 m bestimmen zu können, werden die Höhenunterschiede barometrisch gemessen mit Hilfe einer Form des Luftbarometers, welche sich für die Messung kleiner Luftdruckunterschiede besonders gut eignet.

Die Messungen der Schwerkraft erfordern, um die Messungswerte auf gleiches Niveau reduzieren zu können, die Kenntnis der Meereshöhe der einzelnen Beobachtungspunkte bzw. ihre gegenseitigen Höhenunterschiede. Wird die Pendelmethode benutzt, so ist an den einzelnen Stationen genügend Zeit vorhanden, um den Aufstellungsort des Pendels durch ein Nivellement an den

nächsten Höhenbolzen anzuschließen. Bei den sehr schnell auszuführenden *statischen Schweremessungen*, bei welchen der Aufenthalt an einer Station nur etwa 3 bis 4 Minuten dauert, sind solche Höhenbestimmungen aber sehr hinderlich. Zwar findet man im allgemeinen aus den Meßtischblättern an den Hauptstraßen genügend Punkte mit Höhenangabe, an welchen man die Schweremessungen ausführen kann; aber doch nicht in allen Gebieten und häufig ergeben sich Unsicherheiten, z. B. bei hügeligem Terrain, wenn man sich auf die Genauigkeit der Höhenlinien nicht genügend verlassen kann. Unmöglich ist es ohne Höhenmessungen auszukommen bei Detailvermessungen mit engen Punktabständen, besonders wenn man sich auf Nebenstraßen befindet oder in unbekannten unebenen Meßgebieten. Da ein Höhenunterschied von 4 m eine Korrektur des Meßwertes um fast 1 mgal bedingt, die Genauigkeit der statischen Schweremessungen sich aber auf einige Zehntel Milligal steigern läßt, so ist es, um diese Genauigkeit nun auch wirklich auszunutzen, nötig, die Höhen der Beobachtungspunkte bis auf mindestens 0.5 bis 1 m genau zu messen. Die Durchführung eines Nivellements bis zum nächsten Höhenpunkt nimmt aber, obwohl es eine ziemlich einfache geodätische Operation ist, doch zuviel Zeit in Anspruch, als daß sie gleichzeitig mit den Schweremessungen ausgeführt werden kann, und würde daher eine erhebliche Verlangsamung und Verteuerung der statischen Meßmethode bedeuten.

Naheliegend ist die *Messung der Höhenunterschiede auf barometrischem Wege*. Doch liegt die Forderung einer so hohen Genauigkeit hart an der Grenze der Leistungsfähigkeit der Methode. Die Fehlerquellen der barometrischen Höhenmessung liegen einmal in der Genauigkeit der Druckmessung an sich, also in der Apparatur, andererseits außerhalb des Apparates in der Methode, d. h. den Einflüssen der zeitlichen und örtlichen Veränderungen des Luftdrucks. Nun liegen aber hinsichtlich der Methode die Umstände bei den statischen Schweremessungen besonders günstig, da die örtlichen und zeitlichen Abstände der Meßpunkte nur klein und die Höhenunterschiede von geringer Größenordnung sind, und die Messungen sehr oft an bekannte Höhenpunkte angeschlossen werden können. Als genügend einfaches und handliches barometrisches Meßinstrument kommt das *Aneroid* in Frage, aber doch, um die Genauigkeit von ± 0.5 m (d. i. etwa ± 0.04 mm Quecksilberdruck) sicherzustellen, nur erprobte Präzisionsinstrumente. Da die Aneroide häufig eine solche Zuverlässigkeit nicht besitzen, habe ich Versuche angestellt mit einer Barometerkonstruktion, die auf dem *Prinzip des Luftthermometers* beruht. Es ist bekannt, daß man das Luftthermometer auch als Manometer für Änderungen des Luftdrucks benutzen kann, wenn nur die Temperatur der abgesperrten Gasmasse hinreichend konstant gehalten oder genügend genau gemessen wird, um in Rechnung gestellt werden zu können*). Der Temperatureinfluß ist aber sehr groß; um eine Genauigkeit von 30 bis 50 cm in der Höhenmessung zu erreichen, ist es nötig, den Temperatureinfluß bis auf fast 0.01° C sicher zu erfassen. Das ist

*) Vgl. z. B. K. Fischer: Ann. d. Phys. 3, 428ff. (1900); A. Naber: Ebenda 4, 815ff. (1901), und die dort angegebene Literatur.

für ein Instrument, welches im Gelände gebraucht werden soll, eine ziemlich hohe Anforderung.

Um den Temperatureinfluß hinreichend genau zu erfassen, gab ich dem *Luftbarometer folgende Form* (Fig. 1): Das durch die Meßflüssigkeit (spezifisches Gewicht = σ) gegen den Außenraum abgesperrte Gasvolumen v wurde in ein Flüssigkeitsvolumen v' eingeschachtelt, und zwar unterteilt in mehrere Kammern von möglichst großer Oberfläche und guter wärmeleitender Verbindung. Dadurch wird eine Temperaturgleichheit der Luftmasse v und der Flüssigkeitsmasse v' erreicht, besonders wenn nach außen hin noch ein sehr guter Wärmeschutz vorhanden ist. Die Flüssigkeit v' ragt bis in ein Glasrohr mit dem Querschnitt q' ; die Verschiebung des Meniskus Z_3 in diesem Rohr infolge der Wärmeausdehnung der Flüssigkeitsmasse v' kann daher als ein recht genaues Maß für die Temperaturänderung des abgesperrten Gasvolumens v dienen. Bei den Messungen der Druckunterschiede kann dann die Temperaturänderung t des Gasvolumens v einfach in Rechnung gestellt werden, während die nachteiligen Wirkungen von Temperaturschwankungen durch den Wärmeschutzmantel und die Wärmekapazität

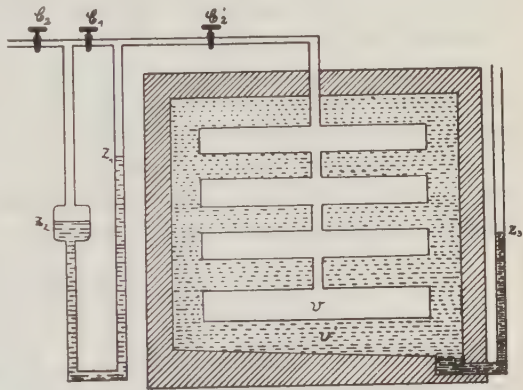


Fig. 1. Prinzip des Luftbarometers

der Flüssigkeitsmasse v' sehr herabgemindert werden. Es ergibt sich $t = \frac{q' \Delta Z_3}{v' (\beta_2 - \gamma)}$ wo β_2 und γ die kubischen Ausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeit und des Gefäßes bedeuten.

Für die Flüssigkeit v' wurde wegen seiner großen Wärmekapazität Wasser gewählt, welches gegen die Außenluft durch eine kleine Quecksilbersäule abgetrennt ist. Als Meßflüssigkeit wurde Toluol benutzt. Der größeren Einfachheit der Ablesung wegen wurde die Meßvorrichtung so ausgebildet, daß die eine (Z_2) der beiden Menisken sich in einer gefäßartigen Erweiterung (Querschnitt = F) befindet, damit die Verschiebung des anderen Meniskus (Z_1) um so größer wird und allein abgelesen zu werden braucht.

Die Hähne C_2 und C_2' dienen nur zur Arretierung während des Transports und sind bei den Messungen geöffnet; der Hahn C_1 dient zur Einstellung der Meßmarken und ermöglicht es, das Luftbarometer für jeden beliebigen Luftdruck auf die Nullstellung einzustellen: während der Messungen bleibt er geschlossen.

Ist der Hahn C_1 geöffnet, so ist der Luftdruck b gleich dem Gasdruck p im Volumen v . Bei geschlossenem Verbindungshahn gilt die Beziehung:

$$\Delta b = \Delta p + (\Delta Z_1 - \Delta Z_2) (1 - \beta_1 t) \sigma \quad (1)$$

wo β_1 den Ausdehnungskoeffizienten der Meßflüssigkeit bedeutet. Es ist, wenn man den Ausdehnungskoeffizienten der Gase mit α und den Querschnitt des Meßrohres Z_1 mit q bezeichnet:

$$\Delta p = -\frac{b}{v} \Delta v + \alpha b t,$$

$$\Delta v = -q \Delta Z_1 + \gamma v t,$$

$$\Delta Z_2 = -\frac{q}{F} \Delta Z_1 + \frac{v_1}{F} (\beta_1 - \gamma_1) t_1,$$

wobei v_1 das Volumen der Meßflüssigkeit, γ_1 den kubischen Ausdehnungskoeffizienten der Wandung bedeuten. Da wegen des Wärmeschutzes die Meßflüssigkeit sich bei Temperaturänderungen schneller an die umgebende Lufttemperatur angleicht als das Gasvolumen v , so werde ihre Temperaturänderung mit t_1 bezeichnet. Eingesetzt in Gleichung (1) ergibt sich:

$$\Delta b = \frac{1}{13.6} \left\{ \left[\frac{b}{v} q + \left(1 + \frac{q}{F} \right) \sigma \right] \Delta Z_1 + (\alpha - \gamma) t \right. \\ \left. - \left[\left(1 + \frac{q}{F} \right) \beta_1 \Delta Z_1 + \frac{v_1}{F} (\beta_1 - \gamma_1) t_1 \right] \right\} \quad (2)$$

wobei die Luftdruckänderung jetzt in cm Quecksilberdruck ausgedrückt ist.

Experimentell findet man den Skalenwert des Luftbarometers durch Zusammen-schluß mit einem Quecksilberbarometer; ebenso kann man die Temperaturkonstanten durch Messungen bei verschiedenen Temperaturen und Vergleich mit einem geeichten Barometer ermitteln. Für die Zwecke, für welche das Luftbarometer bestimmt ist, hat sich eine Temperaturkorrektur als unnötig erwiesen, da infolge des guten Wärmeschutzes und der hohen Wärmekapazität der Flüssigkeitsmasse v' eine Temperaturänderung bei der Schnelligkeit der Messungen unmerklich ist (das Glied mit dem Faktor t_1 kann sowieso vernachlässigt werden). 1 cm Quecksilberdruck entspricht einer Verschiebung des Meniskus z_1 um 13.7 cm; oder 1 cm Abnahme von z_1 entspricht einer Zunahme der Höhe um 8.06 ± 0.10 m.

Geprüft wurde das Luftbarometer zunächst im Treppenhaus des Geodätischen Instituts, dann an einer Anzahl von Geländepunkten in der Umgebung Potsdams, deren Höhen bekannt waren. Als mittlerer Fehler einer einzelnen Höhenmessung ergab sich im Institut etwa ± 0.25 bis ± 0.30 m, im Gelände etwa ± 0.50 m. Als Vergleichsinstrument diente ein Präzisionsaneroid, welches mir als besonders zuverlässig und erprobt übergeben worden war. Tatsächlich waren die Differenzen zwischen Luftbarometer und Aneroid nicht erheblich. Jedoch war die Streuung der Einzelwerte bei dem Aneroid erheblich größer, so daß seine Genauigkeit in der Höhenmessung zu knapp ± 1 m angegeben werden konnte.

Naturgemäß ist eine solche Genauigkeit in der barometrischen Höhenmessung nur unter den bei der Methode der statischen Schwerkräftsmessungen ganz besonders günstigen Bedingungen möglich. Das Luftbarometer arbeitet für die beschriebene Aufgabe hinreichend genau und ist wegen seiner größeren Zuverlässigkeit (und Billigkeit) dem Aneroid gegenüber vorzuziehen. Die Geschwindigkeit der statischen Schweremessungen wird durch die barometrischen Höhenmessungen nicht beeinträchtigt: Das Luftbarometer hängt neben dem Schweremesser und braucht nur abgelesen zu werden. Arretierungen sind während der Messungen nicht nötig, Erschütterungen und große Neigungen des Instruments oder dergleichen unschädlich. Die mit ihm verbundenen Vorteile (man ist nicht mehr an bestimmte Punkte mit Höhenangabe gebunden, sondern kann die Meßpunkte ganz nach Belieben wählen, was z. B. besonders bei starkem Wind vorteilhaft ist) machen es zu einem unentbehrlichen Hilfsinstrument für die statischen Schweremessungen.

Untersuchungen über die Genauigkeit von Pendelmessungen an fester Station (Reichsvermessung 1935, Basisstation Göttingen)

Von **Werner Patzke** — (Mit 19 Abbildungen)

In Teil I wird die erreichte Genauigkeit der Pendelmessungen an der Basisstation Göttingen 1935 festgestellt. Mit den verwendeten Zeitmessern läßt sich die Genauigkeit der Zeitangabe für die Meßzeit von September bis Dezember 1935 von $4 \cdot 10^{-7}$ bei 93% der Messungen erreichen; dem entspricht ein Fehler der Schweremessung von 0.8 mgal. Durch eine Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit läßt sich dieser Fehler nicht heruntersetzen (§ 2). — In Teil II werden experimentelle Untersuchungen mitgeteilt, die über die Ursachen der Pendelsprünge Aufschluß erteilen sollen. Änderungen des magnetischen Momentes der Invarpendel können nicht zur Erklärung der Pendelsprünge angenommen werden (§ 4). Vielmehr scheinen die unregelmäßigen Pendelsprünge auf Änderungen der Schneidenauflagen zu beruhen: Die Beseitigung der Trockenreibung durch Schmieren der Pendeltische brachte eine Verminderung der Änderung der Schwingungsdauerdifferenzen (Erhöhung der inneren Genauigkeit der Pendel) (§ 5).

Die Erfahrungen der vorletzten Reichsvermessung 1934 hatten gezeigt, daß die erwartete Fehlergrenze der relativen Pendelmessungen von ± 1 mgal nicht erreicht worden war. Der Vergleich unabhängig voneinander, mit Pendel und Gravimeter gewonnener Meßergebnisse hatte außer systematischen Abweichungen mittlere Fehler von 2 bis 3 mgal ergeben.

Es ergab sich daher bei der letzten Reichsvermessung 1935 die Aufgabe, neue, zuverlässige Angaben über die Fehlergrenze der Pendelmessungen zu bekommen. Vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Lösung dieser Aufgabe liefern:

I. wird durch Vergleich verschiedener Uhren und Pendel die erreichte Genauigkeit der Göttinger Basisstation bestimmt.

II. werden Versuche mitgeteilt, die die Änderung der Schwingungsdauer von Pendeln erklären sollen.

Die den Untersuchungen I. zugrunde liegenden Messungen und Berechnungen der Basisstation wurden gemeinsam von Dr. H. Jung und Dr. Bungers (Basispendel), Dr. Schulze (Riefleruhr), cand. phys. Köller (Auswertungen) und cand. phys. Patzke (Versuchspendel) durchgeführt, wobei gelegentlich gegenseitige Aushilfe geleistet wurde.

I. Erreichte Genauigkeit der Basismessung

im Geophysikalischen Institut Göttingen während der Pendelmessungen der Geophysikalischen Reichsaufnahme 1935

§ 1. *Die Zeitmesser der Basisstation Göttingen.* Die zweistündige Beobachtungszeit für die Pendelmessungen der Feldstationen wurde durch drahtlose Signale des Weimarer Militärsenders (Wellenlänge 1000 m) festgelegt*). Dieses Zeitintervall mußte durch die Basisstationen kontrolliert werden. Dazu wurden in Göttingen als Zeitmesser verwandt:

eine Riefleruhr mit Luftdruckkompensation, elektrischem Antrieb und elektrischen Sekundenkontakten;

zwei freischwingende Invarpendel Sterneckscher Form mit Stahlschneiden in einem Askania-Vierpendelapparat. Die Pendeltische waren aus Achat.

Die Sekundenkontakte der Riefleruhr und die Pendelschwingungen wurden zusammen mit den Zeitzeichen des Weimarer Senders optisch aufgezeichnet. Die Filmgeschwindigkeit betrug 10 cm/sec.

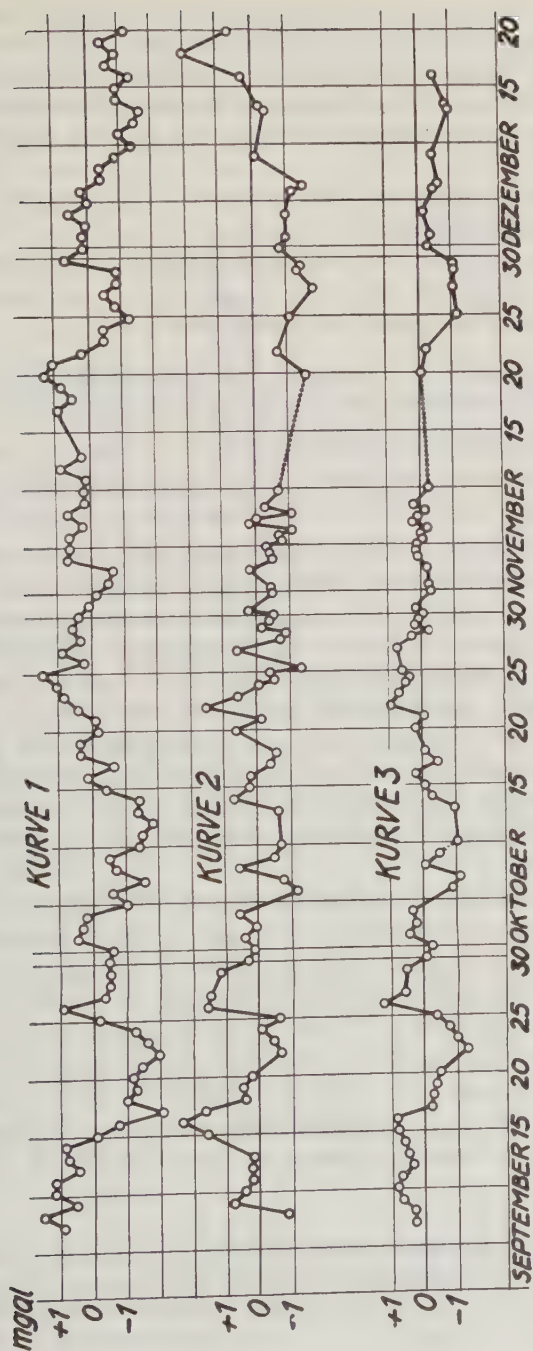
Der Gang der Riefleruhr wurde täglich durch die Quarzuhren des Geodätischen Institutes Potsdam über die internationalen Zeitzeichen von Rugby und Nauen (11^h bzw. 13^h MEZ) kontrolliert. Der Gang der Quarzuhren kann als konstant angenommen werden. Die maximale Gangschwankung beträgt nach Veröffentlichungen des Geodätischen Institutes¹⁾ $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ s/d = 0.1 mgal**). Das ist eine Zehnerpotenz weniger als die zu diskutierenden Gangänderungen der Riefleruhr.

Der aus den täglich festgestellten Standunterschieden der Riefleruhr gegen die Quarzuhren ermittelte Gang wurde für den ganzen Tag von einem Mittag zum nächsten als konstant angenommen. Die Erfahrung hat gezeigt, daß man mit dieser Annahme im allgemeinen für das Zweistundenintervall brauchbare Korrekturen erhält. Das korrigierte Zweistundenintervall diente zur Beurteilung der Pendel als Zeitnormale.

*) Die Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, hatte die Sendung der Zeitzeichen durch den Sender Weimar übernommen.

**) Die Änderung der Schwingungsdauern von Uhren und Pendeln zur Beurteilung ihrer Brauchbarkeit für Schweremessungen wird am zweckmäßigsten in Milligal angegeben. Es entspricht 1 mgal einer Schwingungsdaueränderung von $5 \cdot 10^{-7}$ sec für das Sekundenpendel. $5 \cdot 10^{-3}$ sec Gangänderung pro Tag entsprechen 0.12 mgal.

Tafel I



Kurve 1: Tägliche Gangabweichung der Riefleruhr von einem mittleren, konstanten Gang

Kurve 2: Abweichung der Schwingungsdauer von Pendel 2 von einer mittleren, konstanten Schwingungsdauer

Kurve 3: Tägliche Gangabweichung des aus Riefleruhr und Pendel 2 gemittelten Zeitmessers von einem mittleren konstanten Gang

Die aus dem Vergleich mit den Quarzuhren errechnete mittlere tägliche Gangänderung der Riefleruhr ist auf Tafel I als Kurve 1 gezeichnet. Die Schwankungen um einen während der ganzen Meßzeit der Reichsaufnahme konstanten Gang betragen im Mittel ± 0.84 mgal. In § 2 sind die Gangschwankungen als „Uhrfehler“ zusammen mit den Genauigkeitsangaben der anderen Zeitmesser zusammengestellt.

Kurve 2 gibt die auf das korrigierte 2-Stunden-Intervall bezogene Änderung der Schwingungsdauer von Pendel 2*).

Die Schwankungen der Kurve 2 betragen im Mittel ± 0.7 mgal; 84% aller Werte bis zum 10. XI. weichen um weniger als 1 mgal von der „mittleren Schwingungsdauer“ des Pendels 2 ab. Damit ist gezeigt, daß

1. die Annahme berechtigt ist, innerhalb der Fehlergrenze von ± 1 mgal die Gangschwankungen der Riefleruhr während des Zeitraumes von 2 Stunden den mittleren täglichen Gangänderungen gleichzusetzen;

2. die Schwankungen von T_2 sich bis auf wenige Ausnahmen in diesen Grenzen halten.

Pendel 2 ist sicher zu ungünstig beurteilt, wenn man die Schwankungen der Kurve 2 als Schwankungen von T_2 annimmt. In der Kurve ist noch der Fehler enthalten, um den das 24-Stunden-Mittel des Riefleruhrganges von dem 2-Stunden-Mittel abweicht. Um zu einer Abschätzung dieses Fehlers zu gelangen, ist noch ein dritter, unabhängiger Zeitmesser nötig, der jedoch der Göttinger Basisstation nicht zur Verfügung stand. Pendel 4 hat sich während der Reichsvermessung als zu schlecht erwiesen, um als Basispendel gebraucht werden zu können. Selbst unter Zugrundelegen eines während der Meßzeit veränderlichen Ganges weist P_4 Sprünge von über 3 mgal auf, außerdem eine Reihe systematischer Sprünge, über die in einer späteren Arbeit berichtet werden soll (vgl. § 3).

Die Reichsanstalt für Erdbebenforschung Jena stellte dankenswerterweise Material ihrer Basisstation zur Verfügung, womit eine weitere Fehlerabschätzung möglich wurde. Da die Basisstation Jena die gleichen Weimarer Zeitzeichen empfing und ihre Pendel gleichfalls über eine Riefleruhr an die Potsdamer Quarzuhren angeschlossen waren, konnten durch doppelten Vergleich der Pendel, einmal über die Weimarer Signale, zum anderen über die Quarzuhren, die wahren Sprünge des Pendels 2 sichergestellt werden. Hiernach sind die Schwankungen der Kurve 2 am 26. IX. und 22. X. als Pendelsprünge zu deuten; dagegen ist anzunehmen, daß die Schwankungen der Kurve von 2 mgal um den 16. IX. Fehler der Riefleruhr sind.

*) Die beiden Pendel der Basisstation Göttingen tragen die Nummern 2 und 4 und sind im folgenden mit P_2 und P_4 bezeichnet, ihre Schwingungsdauern (Hin- und Hergang = 1 sec) mit T_2 und T_4 . Entsprechend sei T_R die Schwingungszeit (Sekundenlänge) der Riefleruhr.

§ 2. Genauigkeit der Filmauswertungen und der Signalaufzeichnungen. Bei guter optischer Aufzeichnung lassen sich Pendelschwingungen und Kontakteinsätze auf 0.1 mm genau ablesen. Bei 10 cm/sec Registriergeschwindigkeit ergibt das eine Genauigkeit der Zeitbestimmung von $1 \cdot 10^{-3}$ sec. Diese Genauigkeit wird praktisch auch erreicht, was man durch Vergleich der Ablesungen gleicher Zeitmarken von verschiedenen Beobachtern bestätigen kann.

214 Zeicheneinsätze der Göttinger Registrierungen waren von je zwei verschiedenen Beobachtern ausgemessen worden. Die Abweichungen der Auswertungen untereinander sind aus Tabelle 1 zu ersehen.

Tabelle 1. Fehlerverteilung der Filmauswertungen

Abweichungen in 10^{-3} sec	0—1	1—2	2—3	3—4
Anzahl der Beobachtungen	132	65	16	1

Hieraus berechnet sich der mittlere Fehler einer Ablesung zu $\pm 0.8 \cdot 10^{-3}$ sec, in guter Übereinstimmung mit obiger Überlegung.

Ein abgegrenztes Zeitintervall wird bei je einer Ablesung seiner Grenzen im Mittel auf $\frac{1}{2} \cdot 0.8 \cdot 10^{-3}$ sec = $\pm 1.1 \cdot 10^{-3}$ sec genau bestimmt.

Zur Erhöhung der Auswertgenauigkeit wurden im Durchschnitt bei jeder Pendelmessung 4 Sekunden-Einsätze zur Bestimmung der Grenzen des 2-Stunden-Intervalls benutzt. Dadurch wird der mittlere Fehler der Zeitbestimmung auf die Hälfte herabgesetzt. Man erhält also eine mittlere Genauigkeit des Zeitintervalls von $\pm 0.6 \cdot 10^{-3}$ sec. In Milligal umgerechnet beträgt dieser Fehler für 2-Stunden-Messungen ± 0.17 mgal.

Zur Beantwortung der Frage, ob durch verschiedene Relaisverzögerungen der Basis- und Feldstation gleiche Zeitintervalle verschieden lang aufgezeichnet werden, wurden die Registrierungen derselben Weimarer Zeitsignale von der Basisstation Göttingen und der Feldstation Clausthal*) verglichen. Die Differenzen der Aufnahmen gleicher Zeitintervalle sind in den beiden folgenden Tabellen 2 und 3 zusammengestellt.

Tabelle 2. Differenzen der Aufzeichnungen gleicher Sekundenintervalle von verschiedenen Empfangsapparaturen

Differenzen in 10^{-3} sec	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7
Anzahl der Beobachtungen	19	10	12	6	6	2	2

Tabelle 3. Differenzen der Aufzeichnungen gleicher 2-Stundenintervalle von verschiedenen Empfangsapparaturen

Differenzen in 10^{-3} sec	0—2	2—4	4—6	6—8	8—10
Anzahl der Beobachtungen	23	6	3	1	1

*) Herr Prof. Rössiger hat freundlicherweise die zu der Untersuchung notwendigen Filmauswertungen von Clausthal zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm auch an dieser Stelle danken möchte.

Nach beiden Tabellen ergibt sich übereinstimmend ein mittlerer Fehler der Einzelbeobachtung von $\pm 1.1 \cdot 10^{-3}$ sec. Dieser Fehler ist gerade so groß wie der Fehler einer Zeitbestimmung durch die Ungenauigkeit der Ablesung. Hieraus ist zu schließen, daß bei uns der Fehler durch verschiedenen Zeitzeichenempfang — wenn überhaupt vorhanden — klein gegenüber dem Ablesefehler und daher zu vernachlässigen ist.

Durch die Auswertungsfehler wird der Genauigkeit der Pendelmessungen in dem vorliegenden Falle eine Grenze von 0.2 mgal gesetzt.

§ 3. *Die erreichte Genauigkeit der Göttinger Basisstation.* Die in § 2 angegebene Genauigkeitsgrenze ist bei den Pendelmessungen nicht erreicht. Der mittlere „Fehler“ des Pendels 2 muß nach Kurve 2 zu ± 0.69 mgal angenommen werden; der Fehler der Riefleruhr beträgt nach Kurve 1 im Mittel ± 0.84 mgal. Die Ablesefehler durch vermehrten Zeit- und Kostenaufwand noch weiter herabzusetzen, hat also keinen Sinn.

Die Abweichung der Schwingungsdauer $\frac{1}{2}(T_2 + T_R)$ des aus Riefleruhr und Pendel 2 gemittelten „Pendels“ (P_2R) von einem Mittelwert ist in Kurve 3 gezeichnet. Die der Kurve entnommenen Gangschwankungen betragen im Mittel ± 0.52 mgal; nur ein Wert liegt über 1.2 mgal. Der aus den mittleren Fehlern von P_2 und der Riefleruhr berechnete mittlere Fehler von (P_2R) ist:

$$\frac{1}{2} \sqrt{0.69^2 + 0.84^2} = 0.54 \text{ mgal}$$

in guter Übereinstimmung mit dem aus Kurve 3 bestimmten mittleren Fehler.

In den Fig. 1 bis 4 sind die Fehlerverteilungen von Riefleruhr, P_2 , P_4 und (P_2R) und die aus der Fehlerverteilung berechneten Gaußschen Fehlerkurven gezeichnet. Die Übereinstimmung von Fehlerverteilung und Fehlerkurve in den Fig. 1, 2 und 4 deutet darauf hin, daß außer bei P_4 systematische Gangänderungen dieser Zeitmesser nicht vorliegen. Fig. 3 zeigt 1. die großen Schwankungen von T_4 , 2. systematische Sprünge von P_4 , die sich in bevorzugten Fehlern von ± 1 mgal bemerkbar machen. Die systematischen Sprünge von P_4 betragen 2 mgal. Der Fehler von 1 mgal kommt dadurch zustande, daß für P_4 ein langsam veränderlicher Gang angenommen ist, zu dem die Abweichungen von T_4 symmetrisch liegen.

Zur Kontrolle für die Veränderungen der Feldpendel während der Reichsvermessung führte der Weg der Feldstation in Schleifen zu schon vermessenen Stationen zurück und über Hauptanschlußpunkte, deren relative Schwerewerte durch vierfache Messungen des Geodätischen Institutes Potsdam mit großer Genauigkeit bestimmt waren.

Zur Auswertung der Pendelmessungen ist es daher nur erforderlich, daß für jede Meßschleife die Basisstation „ihr Niveau gehalten“ hat. Es ist also ohne weiteres erlaubt, anstatt die ganze Kurve 2 (bzw. Kurve 3) durch einen linearen Gang auszugleichen, dieses für die einzelnen Zeitabschnitte der Meßschleifen zu tun. Unter Berücksichtigung der Schleifenbildung erhält man für die Kurven 2 und 3 Fehlerwerte, wie sie in den Fig. 5 und 6 dargestellt sind. Die Steigerung der

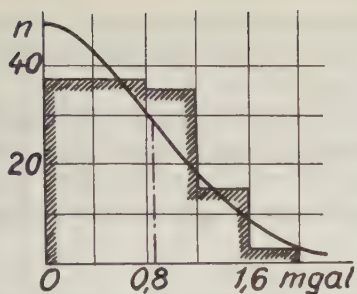


Fig. 1

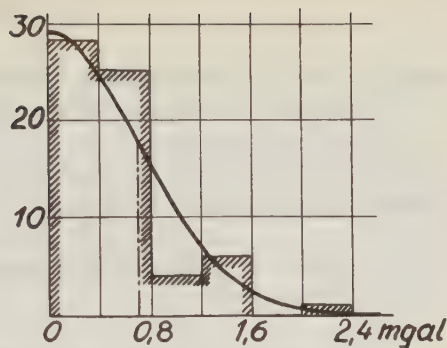


Fig. 2

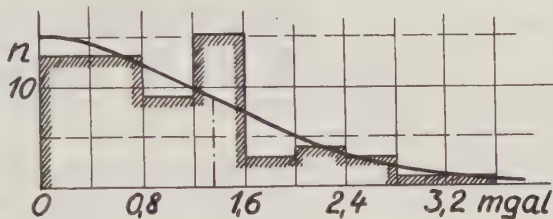


Fig. 3

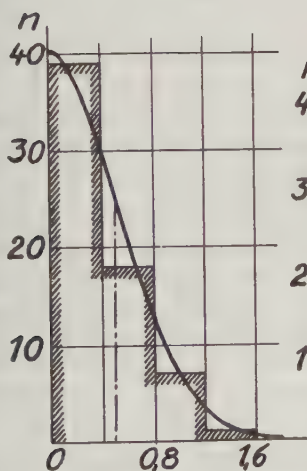


Fig. 4

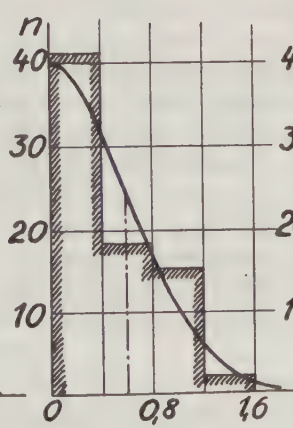


Fig. 5

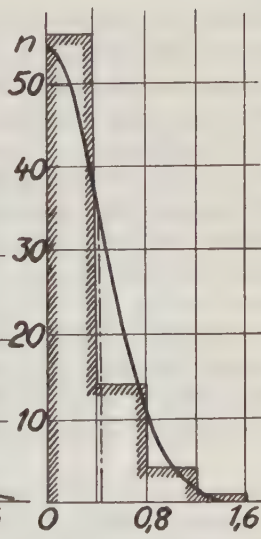


Fig. 6

Fig. 1 bis 6. Fehlerverteilung in Fehlerintervallen von 0.4 mgal und Gaußsche Fehlerkurven der Zeitmesser der Göttinger Basisstation

Fig. 1: Riefleruhr. Fig. 2: Pendel 2. Fig. 3: Pendel 4. Fig. 4: Mittleres Pendel ($P_2 R$).

Fig. 5: Pendel 2 unter Berücksichtigung der Schleifenbildung der Feldstation.

Fig. 6: Mittleres Pendel unter Berücksichtigung der Schleifenbildung

Ordinateneinheit ist so gewählt, daß die Flächeninhalte der Figuren gleich sind. Dann ist die Steilheit der Fehlerkurven ein Maß für die Güte der Zeitmesser. Die „Fehler“ sind die Gangänderungen der Zeitmesser, auf einen konstanten Gang bezogen, mit Ausnahme von Fig. 3. Für P_4 ist ein veränderlicher Gang angenommen. Strichpunktierte Linien deuten die mittleren Fehler an.

Genauigkeit der Basisstation beträgt in beiden Fällen etwa 0.1 mgal. Für P_2 ergibt sich eine mittlere Änderung der Schwingungsdauer von ± 0.60 mgal, für $(P_2 R)$: ± 0.42 mgal.

Diese Werte sind als die erreichte mittlere Genauigkeit der Basisstation Göttingen für die Pendelmessungen der Geophysikalischen Reichsaufnahme 1935 anzusehen.

In Tabelle 4 sind die Gesamtleistungen der Zeitmesser der Basisstation Göttingen zusammengestellt.

Tabelle 4. Genauigkeit der Zeitmesser der Basisstation Göttingen

Zeitmesser	Anzahl der Gangfehler (in ‰)					Gangfehler in mgal	
	0-0.4	0.5-0.8	0.9-1.2	1.3-1.6	über 1.6	mittl.	max.
Riefleruhr	29	29	28	12	2	0.84	2.0
Pendel 2	44	39	6	9	2	0.69	2.3
Mittleres Pendel ($P_2 R$)	60	28	11	1	0	0.52	1.6
P_2 unter Berücksichtigung der Schleifenbildung der Feldstation	54	24	20	2	0	0.60	1.4
$(P_2 R)$ unter Berücksichtigung der Schleifenbildung	74	19	6	1	0	0.42	1.5

Nimmt man als mittlere Genauigkeit der Basisstation Göttingen rund 0.5 mgal und den gleichen Wert für die Feldmessung, so ergibt sich hieraus für die Schwere-messungen ein mittlerer Fehler von 0.7 mgal, und es scheint demnach die für Schwere-messungen erforderliche Genauigkeit von 1 mgal schon bei Verwendung einer Basisstation erreicht zu sein. Demgegenüber ist jedoch zu bemerken, daß es für die geologische Verwendbarkeit der Schwere-messungen nicht auf die mittleren Fehler ankommt, sondern auf die Fehler der einzelnen vermessenen Stationen. Es müssen also grobe Abweichungen der Basismessungen, auch wenn sie nur in geringer Zahl vorkommen, als solche erkannt und beseitigt werden. Deshalb erweist es sich als notwendig, mindestens eine zweite Basisstation zu unterhalten. Bei der Reichsvermessung 1935 war in Jena und in Göttingen eine Basisstation vorhanden, außerdem hat für den größten Teil der Zeit in Clausthal ein Zeitmesser registriert (Bifilarpendel von M. Rössiger). Alle drei Basisstationen wurden bei der Auswertung der Feldmessungen verwendet.

II. Versuche zur Erklärung der Fehler der Basismessung. Experimentelle Untersuchungen über Änderungen der Schwingungsdauer der Pendel

§ 4. Einfluß der Schwankungen des magnetischen Momentes von Invarpendeln. Invarpendel werden unter dem Einfluß des erdmagnetischen Feldes zu Magneten mit einem magnetischen Moment M . Die Hysteresis des Invarstahles hat zur Folge, daß sich ihr magnetisches Moment aus einem induzierten und einem von der Vorgeschichte des Pendels abhängigen permanenten Moment zusammensetzt. Ist Z

die Vertikalintensität des Erdfeldes, so ist die auf das Pendel wirksame zusätzliche Direktionskraft $D_m = \mathfrak{M} \cdot Z$.

Nach Messungen von Bullard²⁾, Martin³⁾ und Rössiger⁴⁾ und nach unveröffentlichten Untersuchungen von Ackemann im Geophysikalischen Institut Göttingen betragen die magnetischen Momente von Invarpendeln Sterneckscher Form im Erdfeld bis zu 170 CGS-Einheiten. Hiernach läßt sich eine obere Grenze für den Anteil der magnetischen Direktionskraft D_m an der gesamten Direktionskraft

$$D = mgl + \mathfrak{M} \cdot Z$$

angeben. Für $m = 1000$ g, $l = 25$ cm, $\mathfrak{M} = 200$ CGS, $Z = 0.5$ Gauß ist:

$$\frac{D_m}{D} = \frac{100}{25 \cdot 10^6} = 4 \cdot 10^{-6}.$$

Das erdmagnetische Feld wirkt auf Invarpendel mit einer zusätzlichen Beschleunigung, die einer Änderung der Schwerkraft ($g \approx 10^6$ mgal) um 4 mgal entspricht.

Die beobachteten permanenten Momente der Pendel sind im allgemeinen klein gegenüber dem Gesamtmoment M ($\approx 20\%$). Dadurch, daß mehrere Pendel nebeneinander mit gleichgerichteten Momenten (Nordpol unten) im Pendeltopf hängen, schwächen sie gegenseitig das induzierende Magnetfeld. Hierdurch wird die oben angegebene obere Grenze des magnetischen Anteils am Richtmoment der Pendel etwas herabgesetzt. Dieser Betrag von 1 bis $3 \cdot 10^{-2}$ Gauß, um den das Erdfeld geschwächt wird, ist zu vernachlässigen gegenüber der Intensität des Erdfeldes von 0.5 Gauß.

Bullard²⁾ hat Schwankungen des magnetischen Momentes von Invarpendeln beobachtet, die ausreichen können, um die Schwingungszeitänderungen der Pendel, wie sie üblicherweise beobachtet werden, zu erklären. Es würde nach dem Vorhergehenden eine Schwankung des Momentes um 25% einer Änderung der Schwingungsdauer von 1 mgal entsprechen.

Um zu untersuchen, ob Schwankungen des magnetischen Momentes der im Geophysikalischen Institut Göttingen verwandten Invarpendel die Ursache für Pendelsprünge sind, wurde über eine Zeit von einem Monat die Schwingungsdauerdifferenz der Invarpendel 1 und 3 und gleichzeitig das Verhältnis ihrer magnetischen Momente gemessen.

Für die Entwicklung der Meßmethode war maßgebend, die Pendel während der Meßzeit durch keinen mechanischen Eingriff zu stören. Damit schied die Bestimmung der magnetischen Momente nach der Gaußschen Methode (Messung in den Hauptlagen) aus. Es wurde unter Verzicht von Absolutmessungen folgende Meßanordnung gewählt:

Ein kleines, annähernd astatisches Magnetometer mit Bifilaraufhängung (Kokonfäden) schwang zwischen den beiden Pendeln im Pendeltopf. Die beiden Magnete waren aus gehärteten Nähnadeln hergestellt und nur schwach magnetisiert. Fig. 7 zeigt die Anordnung des Magnetometersystems. Durch Nähern eines Pendels

erfolgt ein Ausschlag des Magnetometers, der mit einem Lichtzeiger an einer Glasskala sichtbar gemacht wird. Der Ausschlag des Pendels wird gleichzeitig auf dem Registrierfilm aufgenommen und hier ausgemessen. Bei einer seitlichen Verrückung der Pendellinse um $\Delta = 0.3$ cm dreht sich das Magnetometer um 3° aus der Ruhelage.

Wenn Δ klein ist gegenüber dem Abstand Magnetometer—Pendelpol, dann ist die wirk-same Coulombkraft:

$$k \sim \mathfrak{M} \cdot m \cdot \Delta,$$

wobei bedeuten: \mathfrak{M} das magnetische Moment des Pendels, m das magnetische Moment des unteren Magneten am Magnetometer, Δ die lineare Verrückung der Pendellinse. Es ist also das Verhältnis der magnetischen Momente von P_3 und P_1 :

$$\frac{\mathfrak{M}_3}{\mathfrak{M}_1} = \frac{k_3 \cdot \Delta_1}{k_1 \cdot \Delta_3},$$

m fällt bei der Quotientenbildung heraus; man ist damit frei von der zeitlichen Ver-änderlichkeit von m . Notwendig ist nur, daß m während der Dauer einer Messung (2 bis 5 min) konstant bleibt.

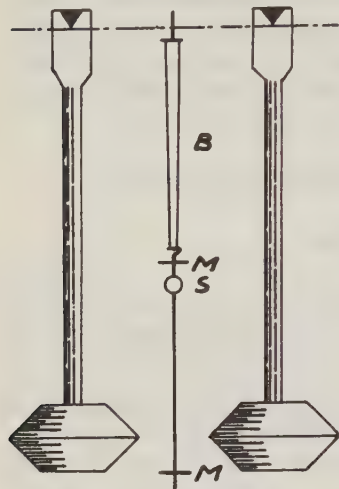


Fig. 7. Astatisches Magnetometer mit Bifilaraufhängung zwischen zwei Pendeln im Pendeltopf

M Magnetnadeln, S Spiegel, B Bifilarauf-hängung. Die Magnete sind im Pendel-topf um 90° gedreht

Tabelle 5. Verhältnis der magnetischen Momente von Pendel 3 und 1

Datum	$M_3 : M_1$	Datum	$M_3 : M_1$	Datum	$M_3 : M_1$
7. XII.	1.69	10. XII.	1.73	17. XII.	1.74
7. XII.	1.65	11. XII.	1.74	18. XII.	1.73
8. XII.	1.71	12. XII.	1.76	18. XII.	1.77
9. XII.	1.75	13. XII.	1.74	19. XII.	1.75
9. XII.	1.73	14. XII.	1.74	19. XII.	1.73
10. XII.	1.75	16. XII.	1.75	20. XII.	1.73

In Tabelle 5 sind die Messungen zusammengestellt.

Fig. 8 zeigt ihre graphische Darstellung. $\mathfrak{M}_3 : \mathfrak{M}_1 = 1.74$ ist innerhalb der Meßfehler als konstant anzusehen. Auf keinen Fall lassen sich Pendelsprünge von 1 mgal durch Schwankungen des magnetischen Momentes der Pendel erklären. Es müßte bei einer Änderung des magnetischen Momentes um 25% entsprechend einer Änderung von $T_1 - T_3$ um 1 mgal $\mathfrak{M}_3 : \mathfrak{M}_1 = 2.2$ bzw. 1.3 werden, eine Änderung, die größer als die Meßgenauigkeit ist und somit hätte beobachtet werden müssen. Außerdem müßten die Kurven $T_1 - T_3$ und $\mathfrak{M}_3 : \mathfrak{M}_1$ parallel laufen.

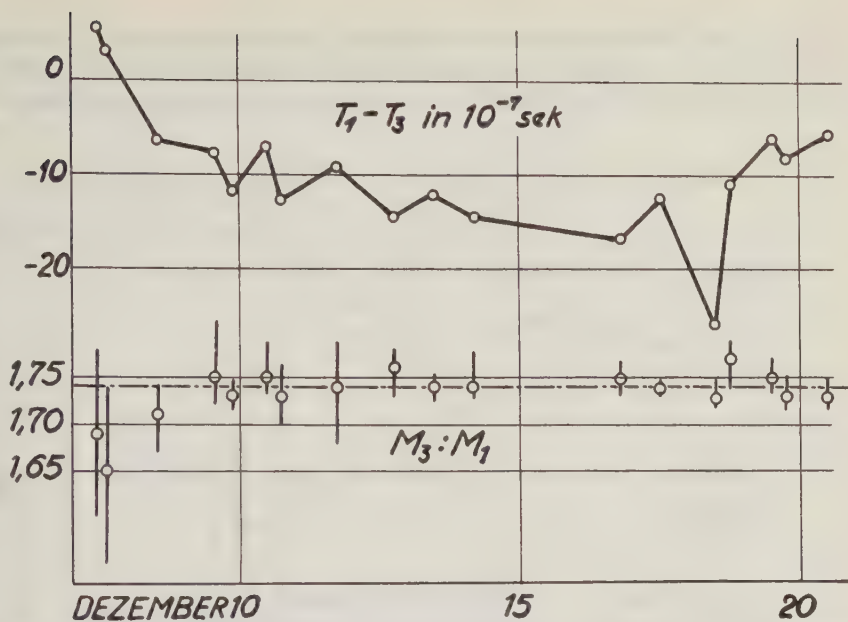


Fig. 8. Verhältnis der magnetischen Pendelmomente und die Differenz der Schwingungsdauern $T_1 - T_3$. Beobachtung vom 7. bis 20. Dez. 1935

Der Pendelsprung am 18. XII. rührt von einer beabsichtigten mechanischen Störung her. Die Länge der vertikalen Striche gibt die Größe der Meßfehler an.

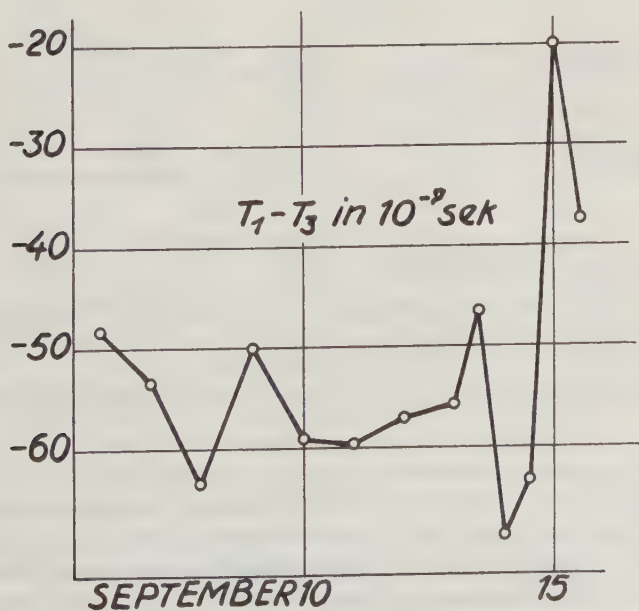


Fig. 9. Differenz der Schwingungsdauern $T_1 - T_3$ der Pendel 1 und 3 mit ungeöhlten Auflagen

§ 5. *Einfluß des Schmierens der Pendeltische.* Es scheint die Annahme gerechtfertigt, daß Veränderungen der Pendelaufgaben die Ursache für die beobachteten Pendelsprünge sind. Es ist zu erwarten, daß un stetige Abnutzung der Schneiden

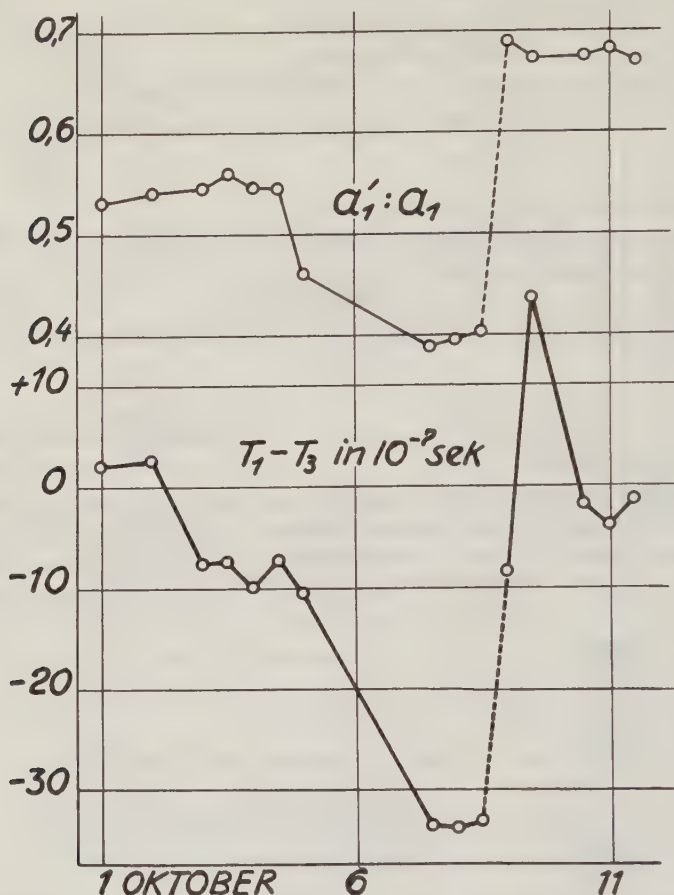


Fig. 10. Differenz der Schwingungsdauern $T_1 - T_3$ zu Beginn der Schmierung der Pendeltische. — Verhältnis der Amplituden $a'_1 : a_1$ des Pendels 1 zu Ende und zu Beginn des Zweistundenintervalles

Zwischen den gestrichelt verbundenen Messungen wurden die Pendeltische gereinigt und neu geschmiert.

sprunghafte Änderungen der Schwingungsdauer hervorrufen. Man wird außerdem immer nur Schneidenaufgaben in wenigen Punkten der Schneide erhalten (2-Punkt-Auflage), so daß an diesen Stellen das Schneiden- und Aufgabematerial überbeansprucht ist. Ein „Abschleifen“ während des Pendelns ist nicht zu erwarten, wie es etwa bei bewegten Maschinenteilen während des Arbeitsprozesses geschieht.

Dafür sind die Schleif- und Polierbedingungen nicht erfüllt. Durch geeignete Wahl des Materials lassen sich die schädlichen Einflüsse der Trockenreibung herabsetzen, etwa bei Verwendung von Stahlschneiden auf Achatunterlagen. [Hierzu Unter-

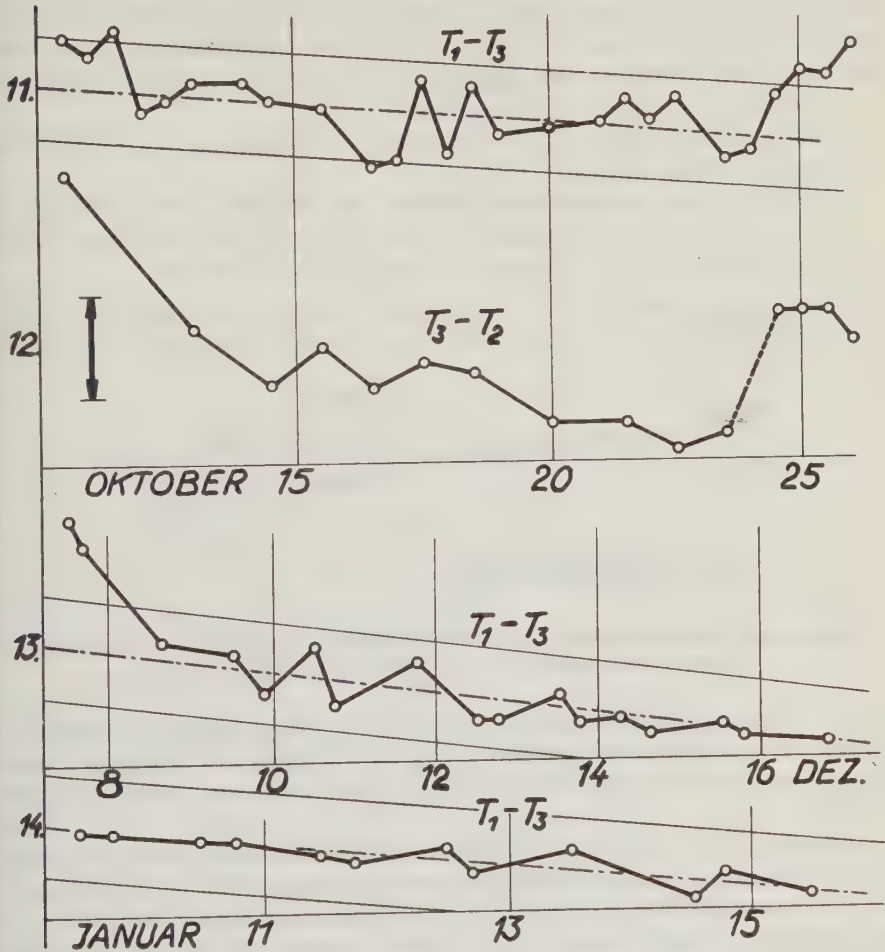


Fig. 11 bis 14. Fig. 11, 13 und 14. Differenz der Schwingungsdauern von Pendel 1 und 3 mit geschmierten Pendeltischen. Fig. 12 (zum Vergleich). Differenz der Schwingungsdauern des Pendels 3 und des ungeschmierten Basispendels 2

Höhe des Doppelpfeiles = 2 mgal (für alle Figuren).

suchungen von Meisser⁵), wo Mikroaufnahmen von Stahl- und Achatschneiden mitgeteilt sind].

Es wurde versucht, durch Schmieren der Pendeltische die Trockenreibung zu beseitigen und dadurch die Bedingungen für ein Einschleifen der Schneiden

während des Pendelns zu schaffen. Gleichzeitig schützte das Schmiermittel (Öl) die Berührungsfläche von Pendeltisch und -scheide vor Staubeinlagerungen. Man darf nur soviel Öl zum Schmieren verwenden, wie durch Adhäsion auf den Pendeltischen haften bleibt (Grenzschmierung). Man feuchtet etwas Watte sehr wenig mit dem Öl an, hüllt den Wattebausch in einen nichtfasernden Stoff (es eignet sich gut Serviettenpapier, da dies vor allem auch sauber ist) und fährt damit über die Tische. Danach wischt man die Pendeltische mit trockener, eingehüllter Watte wieder so weit ab, wie es möglich ist.

Zum Schmieren der Pendeltische wurde ein Destillat eines Autoöles der Standard Oil Comp. benutzt*).

Der Pendeltopf war ein älterer Apparat, dessen Tische neu poliert waren.

Fig. 9 zeigt die Schwingungsdifferenzen $T_1 - T_3$ der ungeöhlten Pendel. Fig. 10 bis 14 zeigen nacheinander die Wirkung des Schmierens.

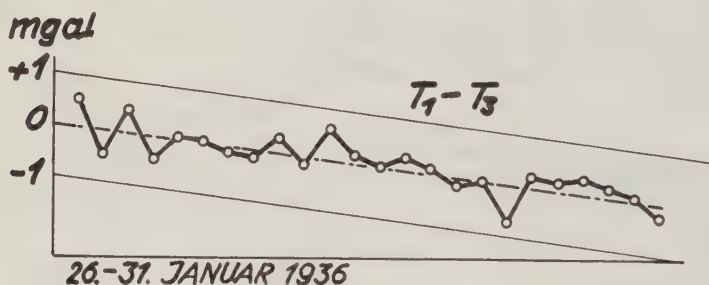


Fig. 15

Differenz der Schwingungsdauern der Pendel 1 und 3 mit geschmierten Pendeltischen
(Beobachtungszeit eine Woche, täglich drei bis fünf Pendelmessungen.)

Die Beobachtungszeit erstreckte sich von Oktober 1935 bis einschließlich Januar 1936. Zunächst auftretende erhebliche Unregelmäßigkeiten und starke Dämpfungszunahme wurden durch Säubern der Lager und neues Schmieren beseitigt.

Bemerkenswert ist die zunehmende Unempfindlichkeit der Pendel gegen mechanische Störungen, was darauf hinweist, daß die Auflage besser geworden ist. In Fig. 15 ist eine Meßreihe von einer Woche aufgetragen, bei der täglich drei bis fünf Messungen vorgenommen sind. Die Pendel wurden zwischen den Messungen teils arretiert, teils durch die Anstoßvorrichtung aufgefangen. Auch während dieser Zeit hoher mechanischer Beanspruchung liegen die Pendelsprünge unter 1 mgal.

In der folgenden Tabelle 6 sind die Abweichungen der Schwingungsdauerdifferenzen von einem mittleren, säkularen Gang: $\Delta (T_1 - T_3)$ der Fig. 11, 13, 14 und 15 zusammengestellt.

*) Herr Dr. Kyropoulos war so freundlich, mir dieses Öl zur Verfügung zu stellen; außerdem verdanke ich ihm manchen wertvollen Ratschlag, für den ich auch an dieser Stelle danken möchte.

Fig. 16 gibt eine Darstellung der Dämpfungsverhältnisse bei geschmierten (×) und trockenen (○) Pendelauflagen. Es ist das Verhältnis $a' : a$ der Amplituden zu

Tabelle 6

Innere Genauigkeit der geschmierten Pendel. (Die beiden ersten Messungen in Fig. 13 und die vier letzten in Fig. 11 sind nicht berücksichtigt.)

$\Delta(T_1 - T_3)$ in mgal	Anzahl der Werte	in %
0 — 0.2	32	44
0.2 — 0.4	21	29
0.4 — 0.6	12	16
0.6 — 0.8	4	5
0.8 — 1.0	2	3
1.0 — 1.2	2	3

Ende und zu Beginn des 2-Stunden-Intervalls in Abhängigkeit vom Luftdruck im Pendeltopf aufgetragen. Die Werte des Amplitudenverhältnisses für ungeschmierte

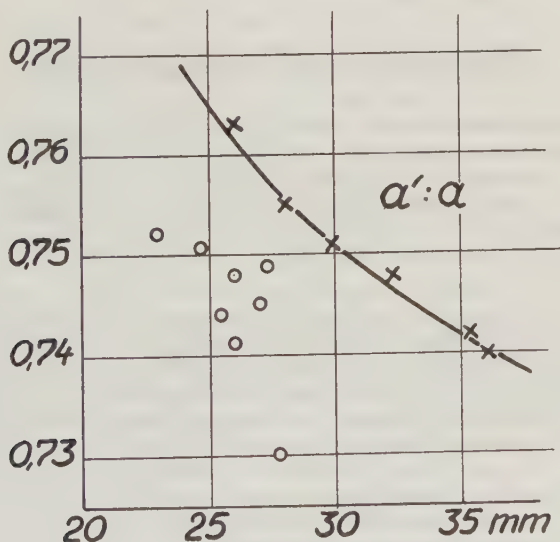


Fig. 16

Verhältnis der aus den Pendeln 1 und 3 gemittelten Amplituden zu Ende und zu Beginn des zweistündigen Beobachtungszeitraumes in Abhängigkeit vom Luftdruck im Pendeltopf
× Amplitudenverhältnis der Pendel mit trockenen Tischen, ○ Amplitudenverhältnis der Pendel mit geschmierten Tischen.

Pendel sind der Pendelmessung Anfang September entnommen. Die Dämpfung streut stark, da die Pendel schlecht waren. Aus Fig. 16 ersieht man:

Die Dämpfung der Pendel bei Grenzschrnierung der Pendeltische ist geringer als bei Trockenreibung.

Die Gesetzmäßigkeit der Dämpfung bei geschmierten Pendelaufgaben zeigt ebenso deutlich wie die geringe Schwankung der $T_1 - T_3$ -Kurven, daß sich bei richtigem Schmieren durchaus konstante Verhältnisse erzielen lassen.

Herrn Prof. G. Angenheister möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse herzlich danken, Herrn Dr. H. Jung für seine Hilfe und wertvollen Rat.

Literatur

- ¹⁾ Pavel u. Uhink: Astron. Nachr. Nr. 6167/68, 257 (1935).
- ²⁾ Bullard: Proc. of the Cambridge Phil. Soc. **29**, 2 (1933).
- ³⁾ Martin: Veröffentl. d. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena **17**, 120 (1931).
- ⁴⁾ Rössiger: Zeitschr. f. Instrumentenkde. **50**, 551 (1930).
- ⁵⁾ Meisser: Zeitschr. f. Geophys. **9**, 173 (1933).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1936.

Referate und Mitteilungen

O. v. Schubert: *Quantitative Untersuchungen zur Statik und Dynamik des Atlantischen Ozeans.* Wissensch. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Band VI. 2. Teil. Erste Lieferung: Die Stabilitätsverhältnisse. 54 Seiten, mit 11 Abbildungen im Text und 7 teils farbigen Beilagen. Berlin und Leipzig 1935. Verlag von Walter de Gruyter & Co.

Für die Feststellung der Wasserarten im ozeanischen Raume und deren Bewegung hat sich die Betrachtung der Verteilung von Temperatur, Salz- und Sauerstoffgehalt als die erfolgreichste Methode erwiesen, die Dichteverteilung ergab weniger Aufschlüsse. Da nun aber durch die „Meteor“-Expedition ein Beobachtungsnetz von bis dahin unerreichter Dichte und Vollständigkeit beigebracht worden war, erschien der Versuch aussichtsreich, die Grenzen zwischen den einzelnen Wasserarten, den Gliedern der Zirkulation im Atlantischen Ozean, noch genauer durch eine Untersuchung der Stabilität festzulegen. Bei dem in der Meereskunde gebräuchlichen Begriff der Stabilität handelt es sich nicht um den im Meere in der Vertikalen tatsächlich vorhandenen Dichteunterschied zwischen zwei Wasserteilchen, sondern um jenen, der sich einstellt, wenn das obere Wasserteilchen ohne Mischung in das Niveau des unteren Teilchens versetzt gedacht wird. Bei der Berechnung der Stabilität, die auf Grund der Hydrographischen Tabellen von Bjerknes nach einem von Hesselberg und Sverdrup eingeführten Verfahren erfolgt, wird die adiabatische Temperaturänderung sowie die Abhängigkeit der Zusammendrückbarkeit des Meerwassers von Temperatur, Salzgehalt und Druck berücksichtigt. Die Stabilitätsberechnungen wurden für alle Meteor-Stationen durchgeführt, und die gewonnenen Werte sind sämtlich veröffentlicht. Da als Tiefen die Standardtiefen gewählt wurden, sind die für die einzelnen Stationen gewonnenen Werte untereinander gut vergleichbar. Die eingehende Diskussion der Stabilitätswerte führte zwar in einzelnen Fällen zu an sich bedeutungsvollen Bestätigungen der auf anderem Wege gewonnenen Anschauungen über die Abgrenzung der Wasserarten, aber die Hoffnung, weitergehende Aufschlüsse über die Zirkulation zu

erhalten, wurde nicht erfüllt. Es wurde aber eine Reihe von Gesetzmäßigkeiten und Einzelheiten aufgefunden bzw. wurden Fragen aufgerollt, welche eingehendere Beachtung erfordern.

Die Ableitung von Kurven der Stabilität für alle 310 Meteor-Stationen und eines Gesamtmittels ergab, daß im ganzen Atlantischen Ozean in rund 1000 m Tiefe die regelmäßige Abnahme der Stabilität verlangsamt ist oder gar ein intermediäres Maximum auftritt. Dies hat an den verschiedenen Stellen verschiedene Ursachen; im Bereiche des subantarktischen Zwischenwassers ist sie bedingt durch die Salzgehaltsabnahme bis zu dessen Kernschicht, außerhalb dieses Bereiches ist sie durch die vertikale Temperaturverteilung bedingt. Eine zweite Störung, eine allmähliche Zunahme der Stabilität zu einem intermediären Maximum in etwa 4000 m nach einem Minimum in 2000 m scheint immer wesentlich eine Folge der vertikalen Temperaturverteilung zu sein, sie tritt nur dort auf, wo der antarktische Bodenstrom noch hinreichend kräftig wirksam ist. Die beiderseits des Atlantischen Rückens vorhandenen Unterschiede in der Ausbildung der einzelnen Glieder der Zirkulation deuten sich auch in der Verteilung der Stabilität an, ebenso ist auch der Einfluß der Bodengestalt erkennbar. — Sehr auffällig und bisher nicht hinreichend erklärt ist das Vorhandensein eines ausgedehnten Gebietes negativer Stabilität in der Deckschicht; besonders in 20 bis 30° S von 0 bis 25 m Tiefe ist es ausgeprägt. Daß sich labile Zustände überhaupt bilden können, ist in den Subtropen wohl auf das Überwiegen der Verdunstung über den Niederschlag zurückzuführen; erstaunlich aber ist es, daß sie sich offenbar längere Zeit halten können. In einer geringen Anzahl von Fällen kommen negative Werte der Stabilität auch in größeren Tiefen vor, doch sind die negativen Werte so klein, daß sie innerhalb der durch die Beobachtungstechnik bedingten Genauigkeitsgrenzen liegen; jedenfalls ist eine Wirkung der Erdwärme durch die Meteor-Stationen nirgends nachweisbar. Da „Meteor“ die südlichsten Beobachtungen im Südsommer durchführte, konnte eine von oben bis unten indifferente Lagerung nicht angetroffen werden, wohl aber macht die Diskussion der festgestellten Stabilitätswerte an einigen Stationen ein Absinken von der Oberfläche bis in große Tiefen wahrscheinlich bei durchaus möglichen Temperatur- und Salzgehaltsänderungen im Winter.

Bruno Schulz.

Georg Wüst: *Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans.* Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Band VI. Erster Teil, zweite Lieferung. Die Stratosphäre. Berlin und Leipzig 1935, Verlag von Walter de Gruyter & Co. 288 Seiten, mit 32 Abbildungen im Text und 27 teils farbigen Beilagen.

Der in drei Teilen erschienene Band VI des Meteorwerkes behandelt Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans, soweit sie aus einer qualitativen Analyse der Verteilung von Temperatur, Salz- und Sauerstoffgehalt zu erschließen sind. Die 1933 erschienene erste Lieferung befaßt sich mit dem Bodenwasser und der Gliederung der Atlantischen Tiefsee, die hier angezeigte zweite Lieferung behandelt die Stratosphäre und die kürzlich erschienene dritte Lieferung die Troposphäre. Die Veröffentlichung des zu diesem Bande gehörigen Atlases ist angekündigt, er wird Vertikal- und Horizontalschnitte von Temperatur, Salzgehalt und Dichte enthalten. Aus dem vielseitigen Inhalt der vorliegenden zweiten Lieferung seien die folgenden wichtigsten Tatsachen angeführt.

Für die Verfolgung der Ausbreitung von Wasserarten im Raume haben sich Horizontalkarten der einzelnen hydrographischen Faktoren als ein recht unvollkommenes Hilfsmittel erwiesen, da die Bewegung durchaus nicht immer in der Horizontalen, sondern in wechselnder Tiefenlage erfolgt. Weit geeigneter für die Erkennung der Ausbreitung von Wasserarten im Raume sind Karten der hydrographischen Elemente

für die in wechselnder Tiefe befindlichen Kernschichten der Wasserarten. Ein wichtiges Hilfsmittel der Veranschaulichung der Zusammensetzung des Wassers der Kernschichten gab die aus Diskussion der TS-Diagramme abgeleitete prozentische Verteilung der Ausgangskomponenten der einzelnen Wasserarten. Eine Vertiefung der durch diese Methoden über die Ausbreitung der einzelnen Wasserarten im Raume gewonnenen Anschauungen wurde durch Querschnitte der Temperatur, des Salzgehaltes und der Dichte sowie durch drei Längsschnitte der gleichen Faktoren sowie des Sauerstoffgehaltes ermöglicht. Der westlichste dieser Längsschnitte, der Hauptschnitt, führt mit möglichst großer Annäherung durch die Achsen der Bewegung der einzelnen Wasserarten. Die beiden weiteren Schnitte, der Zentralschnitt und der Ostschnitt, führen an der West- und Ostseite des mittelatlantischen Rückens bzw. ganz an der Ostseite des Ozeans entlang. Für die Beurteilung der Ergebnisse ist wichtig, daß für die Bearbeitung nicht nur die „Meteor“-Beobachtungen, sondern auch sämtliche vorliegenden Beobachtungen anderer Expeditionen benutzt wurden.

In der Stratosphäre des Atlantischen Ozeans lassen sich die folgenden fünf Wasserarten unterscheiden: das antarktische Bodenwasser, das subantarktische Zwischenwasser, das obere, mittlere und untere nordatlantische Tiefenwasser; hinzu kommen noch arktische und subarktische Komponenten, denen aber keine wesentliche Bedeutung zukommt. Der interhemisphärische Wasseraustausch ist also durchaus unsymmetrisch, eine Folge der orographisch-morphologischen Verhältnisse des Ozeans. Bei der Untersuchung des antarktischen Bodenwassers hatte sich die potentielle Temperatur als der für die Ausbreitung am meisten charakteristische Indikator gezeigt. Die hier ergänzend durchgeführte Betrachtung der Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers durch Feststellung des prozentischen Anteiles der antarktischen Komponente ergab, daß in der Westmulde erst in 5° N der Anteil auf unter 50% sinkt. Der Gegensatz zwischen West- und Ostmulde tritt auch hier schlagend hervor. Unmittelbar südlich des Walfisch-Rückens beträgt der Anteil noch 60%, nördlich des Rückens weniger als 5%, er ist dort also ebenso gering wie in der Westmulde erst nördlich 40° N.

Für die Feststellung der Kernschicht des subantarktischen Zwischenwassers ist der Salzgehalt der geeignetste Indikator, und zwar weil der Salzgehalt im Entstehungsgebiet dieses Zwischenwassers wegen der hohen subantarktischen Niederschläge gleichmäßig niedrig ist, die Temperatur dort aber bereits einen merklichen meridionalen Gradienten besitzt. Die Kernschicht des Zwischenwassers ist durch ein intermediäres Salzgehaltsminimum charakterisiert; sie befindet sich in der Nähe der südlichen Polarfront, in 48° S, in 100 m Tiefe und sinkt dann bis 30° S auf 800 bis 1100 m Tiefe, über dem Querrücken (Rio Grande-Rücken, Walfisch-Rücken) hebt sie sich um etwa 200 m. Im südwestafrikanischen Auftriebsgebiet ist die Kernschicht auf weniger als 600 m Tiefe gehoben. Bei 10° N hat sie sich wieder auf 700 bis 800 m und nördlich davon bis über 800, ja über 900 m Tiefe gesenkt. Im amerikanischen Mittelmeer ist sie in 700 bis 900 m Tiefe nachgewiesen. Die Salzgehaltswerte der Kernschicht steigen von 33.85 bis 33.90‰ im Entstehungsgebiete bis auf 34.9‰ in 16 bis 20° N, die Gesamtsteigerung des Salzgehaltes beträgt somit rund 1‰, die der Temperatur von 2 bis 6.5° , also rund 4.5° . In 20° N ist das Salzgehaltsminimum so wenig ausgeprägt geworden, daß dort die nördliche Grenze des subantarktischen Zwischenwassers anzunehmen ist; dieses reicht also rund von 50° S bis 20° N; in der Straße von Florida erreichen die letzten Spuren subantarktischer Beeinflussung ihre nördlichste Lage. Das Salzgehaltsminimum fällt bis 25° S mit einem intermediären Sauerstoffmaximum zusammen, weiter nördlich verschwindet dieses aber infolge Vermischung und Zehrung. Vom Entstehungsgebiet bis zum nördlichen Grenzgebiet nimmt der Sauerstoffgehalt von 7.5 bis 7.0 cem auf 3.5 bis 3.0 cem ab. Das Vordringen des subantarktischen Zwischenwassers erfolgt vorwiegend auf der Westseite des Ozeans, von dort gehen Abzweigungen nach Osten, auch Abkürzungen nach Süden kommen vor.

Die frühere Auffassung, daß die unterhalb des subantarktischen Zwischenwassers in 1500 bis 4000 m Tiefe gelegene salzreiche Tiefenschicht, der nordatlantische Tiefenstrom, als Einheit und gleichen Ursprungs aufzufassen sei, ist aufgegeben. Vielmehr werden jetzt drei Schichten des nordatlantischen Tiefenwassers unterschieden, die verschiedener Herkunft sind. Unterhalb des subantarktischen Zwischenstromes befindet sich zunächst das obere nordatlantische Tiefenwasser, das durch ein intermediäres Salzgehaltsmaximum charakterisiert ist. Als wichtige Tatsache hat sich nun durch die zusammenfassende Bearbeitung des gesamten vorliegenden Materials herausgestellt, daß zwischen dem durch das Mittelmeerwasser verursachten Salzgehaltsmaximum und dem des nordatlantischen Tiefenwassers keine Grenze besteht, die Kernschicht des Mittelmeerwassers geht allmählich in die des oberen Tiefenwassers über und die warme und salzreiche Unterströmung durch die Straße von Gibraltar ist als dessen Hauptquelle zu bezeichnen. Dies steht im Gegensatz zur bisherigen Anschauung, nach welcher das Absinken salzreicher und relativ warmer Wassermassen im Sargassomeer bzw. in höheren Breiten als Ursache des nordatlantischen Tiefenwassers angesehen wurde. Daß ein solches Absinken nicht stattfinden kann, ist aus dem Auftreten eines Sauerstoffminimums zwischen 25 und 55° S in 950 m Tiefe zu folgern, das also zwischen der tieferreichenden Warmwasser- und Salzansammlung der Sargassosee und dem oberen nordatlantischen Tiefenwasser gelagert ist. Die Kernschicht befindet sich nördlich von 25° N zwischen 1000 und 1250 m Tiefe und senkt sich bis zum Walfisch-Rücken und der Rio Grande-Schwelle allmählich bis zu 2750 m, auch südlich dieses Riegels liegt sie zunächst in mehr als 2500 m Tiefe; in 45° S beginnt ein verhältnismäßig steiler Anstieg und im Südpolarbecken befindet sich das Salzgehaltsmaximum zwischen 300 und 800 m Tiefe. Nach Westen ist das Mittelmeerwasser bis an den nordamerikanischen Kontinentalabfall zu verfolgen und eine Zone anormal hohen Salzgehalts von über 35‰ erstreckt sich in 1000 bis 1500 m Tiefe zwischen 55 und 15° N. Südlich davon bis 40° S ist das obere Tiefenwasser auf der Westseite des Ozeans stärker als auf dessen Ostseite entwickelt. Zwischen 40 und 45° S reicht ein Ausläufer nach Osten in den Indischen Ozean, biegt anscheinend am Kerguelen-Gaußberg-Rücken nach Süden um und macht sich dann in einem nach Westen setzenden Unterstrom durch etwas höhere Temperaturen und Salzgehalte bis in das Weddellmeer bemerkbar.

Unterhalb des oberen Tiefenwassers sind auf Grund des Sauerstoffgehaltes noch zwei weitere Schichten des nordatlantischen Tiefenwassers zu unterscheiden: das mittlere und das untere. Beide sind ausgezeichnet durch ein Sauerstoffmaximum. Das mittlere Tiefenwasser ist in der atlantischen Stratosphäre überall zwischen 60° N und 50° S festgestellt, es entsteht in den isländisch-grönländischen Gewässern. Im Labrador- und Neufundland-Becken treten in 1250 bis 2000 m mit 6.6 bis 6.8 ccm die höchsten Sauerstoffgehalte auf; von hieraus breitet sich eine Zone sauerstoffreichen Wassers ganz an der amerikanischen Seite des Ozeans nach Süden aus und noch bis 35° S sind Werte über 5.75 ccm festzustellen. Die Verteilung des Salzgehaltes und der Temperatur bestätigt die aus der Sauerstoffverteilung gewonnene Auffassung, daß sich das mittlere nordatlantische Tiefenwasser ganz an den Westrand der westatlantischen Mulde anlehnt.

Zwischen 40° N und 30° S tritt im nordatlantischen Tiefenwasser in 3500 bis 4500 m Tiefe ein zweites Sauerstoffmaximum auf, die Kernschicht des unteren Tiefenwassers; es ist das nordatlantische Bodenwasser, das sich bei seiner Ausbreitung nach Süden über den antarktischen Bodenstrom hinwegzieht. Südlich von 30° S gibt es nur ein Sauerstoffmaximum, die Kernschichten des unteren und mittleren Tiefenwassers fallen dort zusammen. Die Bildung des unteren nordatlantischen Tiefenwassers dürfte ebenfalls in den höheren Breiten der Westmulde, an der Oberfläche der grönländischen Gewässer erfolgen; für sichere Angaben fehlt es an genügend Beobachtungen, zumal im Winter.

Ganz unsicher sind die über das „nordatlantische Zwischenwasser“ und das „subarktische Bodenwasser“ bekannten Tatsachen; beide sind schwach angedeutet, das erstere durch ein intermediäres Salzgehaltsminimum in der Westmulde nördlich etwa 50° N in 500 bis 1000 m Tiefe, das subarktische Bodenwasser in den tiefsten Einsenkungen des Labrador-Beckens. Eigentlich arktisches Bodenwasser, das durch niedrige Temperaturen und Salzgehalte gekennzeichnet sein müßte, ist im offenen Atlantischen Ozean nicht vorhanden.

Die in den letzten Jahren von verschiedenen Verfassern durchgeführte Diskussion der Frage nach jahreszeitlich bedingten Schwankungen von Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoff in den Kernschichten gab die Veranlassung, dieser Frage auch beim „Meteor“-Material nachzugehen. Im Stromstrich des Zwischenwassers waren keine klar definierten räumlichen Unterschiede der Eigenschaften festzustellen, die auf periodische, etwa jahreszeitlich bedingte Einflüsse im Absinkgebiete zurückgeführt und benutzt werden konnten, die Geschwindigkeit der Ausbreitung des Zwischenwassers zu berechnen. Andeutungen von Pulsationen sind aber vorhanden, nur ist es noch zweifelhaft, ob sie periodischer oder unperiodischer Natur sind. Beim oberen nordatlantischen Tiefenwasser wurden zwischen 10° N und 10° S Schwankungen festgestellt, welche auf eine jahreszeitliche Periodizität deuten; aus diesen läßt sich als wahrscheinlich erschließen, daß sich das obere Tiefenwasser in der Hauptsache mit weniger als 3.8 cm/sec ausbreitet. Aus räumlichen Schwankungen des Sauerstoffgehaltes im Stromstrich des mittleren Tiefenwassers folgte ein entsprechender Wert von 3.5 cm/sec. Aus dem Vergleich der „Meteor“-Beobachtungen mit solchen früherer Expeditionen ergaben sich gewisse Anhaltspunkte für unperiodische Schwankungen der Tiefenzirkulation, so daß also in der Stratosphäre das Auftreten periodischer und unperiodischer Veränderungen der ozeanographischen Faktoren wohl als sicher anzusehen ist.

Für die Zeichnung der Isothermen, Isohalinen und Isopyknen in den Standardtiefen 200, 400, 600, 800, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500 und 5000 m wurden sämtliche vorhandenen Serien benutzt; es sind insgesamt 3440 Stationen mit Reihenummessungen der Temperatur und 3100 Stationen mit gleichzeitigen Messungen des Salzgehaltes, sie wurden auf rund 70 Forschungsfahrten in den Jahren 1873 bis 1932 gewonnen. In einer 40 Seiten umfassenden Liste sind sie als Quellennachweis für die Horizontalkarten zusammengestellt und die Lage der Stationen ist für einzelne Tiefenintervalle auf Karten übersichtlich dargestellt. Da die Bewegungsvorgänge im Raume bereits ausführlich diskutiert sind, ist über die auf den Karten der Standardtiefen dargestellten Zustände nur eine kurze Betrachtung gegeben, auf Grund der aus der Betrachtung der Kernschichten, der drei Längsschnitte und der Querschnitte gewonnenen Anschauungen.

Bruno Schulz.

E. Kohlshütter: *Meßkarte zur Auflösung sphärischer Dreiecke.* Dritte Auflage. Verlag Dietrich Reimer, Berlin. Preis RM 8.—.

Zwei identische stereographische Gradnetze einer Halbkugel mit dem Mittelpunkt im Äquator sind so aufeinander gelegt, daß sich die Mittelpunkte decken. Das obere, durchsichtige Blatt ist um den Mittelpunkt drehbar. Bei jeder Lage des oberen Netzes hat man demnach in stereographischer Projektion zwei sphärische Koordinatensysteme mit verschiedenen Polen übereinander, sodaß sich für jeden Punkt der dargestellten Halbkugel die Koordinaten in beiden Systemen unmittelbar ablesen lassen. Die Meßkarte ist also überall da zu verwenden, wo Beziehungen zwischen den sphärischen Koordinaten eines Punktes in zwei verschiedenen Systemen ermittelt werden sollen. Hauptsächlich ist dabei an die verschiedenen Aufgaben der astronomischen Ortsbestimmung gedacht (erstes System: Pol—Äquator, zweites System: Zenit—Horizont).

Ausführliche Erläuterungen mit Beispielen auf der Rückseite der Karte zeigen die Art der Anwendung. Die Bezifferung der Koordinatenlinien ist so gewählt, daß die wichtigsten Aufgaben der Ortsbestimmung, hauptsächlich für die See- und Luftfahrt, ohne allzuviel Überlegung fast mechanisch gelöst werden können. Die Netzlinsen haben einen Abstand von 2^0 , so daß bequem eine Genauigkeit von $1/2^0$ erreicht werden kann (abgesehen von der nächsten Umgebung der Pole bis zu 10^0 Polabstand, wo die Längengrade im Abstand von 10^0 eingetragen sind).

Gegenüber der zweiten Auflage ist insofern eine Verbesserung erzielt, als jetzt (wie schon bei der ersten Auflage), die Linien des oberen Blattes rot und die des unteren schwarz gedruckt sind. Die Karte ist dadurch leichter zu lesen. Außerdem wurde für das durchsichtige obere Blatt ein Material gewählt, das nicht zusammenschrumpfen soll. Hiermit ist ein fühlbarer Mangel der bisherigen Ausführung beseitigt.

Der Durchmesser der Netze ist 20 cm. Dadurch ist handliches Arbeiten gewährleistet. Die Handhabung der Maßkarte ist wesentlich einfacher als die Benutzung der bekannten nomographischen Tafeln, die zwar bei genügender Größe (etwa 1 m) höhere Genauigkeit erreichen lassen, aber außer den Ablesungen noch Hilfsrechnungen erfordern (z. B. Bildung der Summe und Differenz verschiedener Größen, die bei der Maßkarte unmittelbar verwendet werden können).

Der Anwendungsbereich der Maßkarte ist nicht auf astronomische Ortsbestimmung beschränkt. Da man durch geeignete Drehung des oberen Blattes jedes sphärische Dreieck (soweit es auf einer Halbkugel Platz hat) herstellen kann, ist die Auflösung beliebiger sphärischer Dreiecke mit Hilfe der Karte möglich. Die drei Seiten und zwei Winkel sind unmittelbar abzulesen. Zur Bestimmung des dritten Winkels ist eine zweite Einstellung nötig.

Das wichtigste Anwendungsgebiet in der Geophysik ist die Ermittlung des Erdbinnenherdes aus den Aufzeichnungen einer Station, wenn die Bestimmung von Entfernung und Azimut möglich ist. Das Dreieck Pol—Station—Herd ist mit einer Einstellung der Maßkarte aufzulösen, da der Winkel am Herd nicht interessiert. Auch die umgekehrte Aufgabe, Bestimmung von Entfernung und Azimut bei gegebenem Herd, ist ebenso leicht zu lösen. Die Genauigkeit von $1/2^0$ dürfte in den meisten Fällen für eine erste Bearbeitung ausreichend sein, zumal die Entfernungen selten, die Azimute wohl nie aus den Seismogrammen genauer bestimmt werden können.

Heinrich Jung, Göttingen.

12. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Die Tagung wird vom Donnerstag, den 8. Oktober, bis Sonnabend, den 10. Oktober 1936, in Berlin stattfinden.

Alle Sitzungen werden im Institut für Meereskunde, Georgenstraße 34—36 (ganz nahe am Bahnhof Friedrichstraße), abgehalten werden.

Mittwoch, den 7. Oktober

19 $\frac{1}{2}$ Uhr: Zwangloser Begrüßungsabend im großen Saal des Hotel Atlas, Friedrichstraße 105.

Donnerstag, den 8. Oktober

9 $\frac{1}{2}$ Uhr: Vorstandssitzung.

10 $\frac{1}{2}$ Uhr: Eröffnungssitzung.

Ansprache des Vorsitzenden.

Geschäftliche Mitteilungen.

Anschließend: Erste wissenschaftliche Sitzung.

- E. Kohlschütter, Neubabelsberg: Bericht über die Tagung der Internationalen Geodätischen Gesellschaft in Edinburg.
- L. Weickmann, Leipzig: Bericht über die Tagung der Internationalen Meteorologischen Gesellschaft in Edinburg.
- G. Angenheister, Göttingen: Bericht über die Tagung der Internationalen Seismischen Gesellschaft in Edinburg.
- A. Defant, Berlin: Bericht über die Tagung der Internationalen Gesellschaft für Physikalische Ozeanographie in Edinburg.
- A. Nippoldt, Potsdam: Bericht über die Tagung der Internationalen Gesellschaft für Erdmagnetismus und Luftelektrizität in Edinburg.
- O. Barsch, Berlin: Die geophysikalische Reichsaufnahme.
- L. Weickmann, Leipzig: Organisation und Arbeiten des Reichswetterdienstes.

15¹/₂ Uhr: Zweite wissenschaftliche Sitzung.

- A. Defant, Berlin: Die Entstehung und Erhaltung der ozeanischen troposphärischen Sprungschicht.
- G. Wüst, Berlin: Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans.
- G. Dietrich, Berlin: Das „ozeanische Nivellement“ in Anwendung auf die Golfküste und die Atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika.
- Besichtigung des Meteorzimmers im Museum für Meereskunde.

17¹/₂ Uhr: Mitgliederversammlung der Deutschen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik.

Freitag, den 9. Oktober

9 Uhr: Dritte wissenschaftliche Sitzung.

- F. Schindelhauer, Potsdam: Über Luftströmungen.
- F. Albrecht, Potsdam: Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in kleinen Spektralbereichen.
- R. Penndorf, Leipzig: Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre.
- H. Martin, Jena: Die Grundlagen der Beurteilung von Verkehrserschütterungen.
- R. Bungers, Göttingen: Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik.
- G. A. Schulze, Göttingen: Elastisches Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung.
- A. Ramspeck, Berlin: Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes.
- W. Sponheuer, Jena: Gebäudeschwingungen beim Erdbebenstoß.

15 Uhr: Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Tagesordnung:

1. Bericht des Vorstandes.
2. Bericht des Schriftleiters der Gesellschafts-Zeitschrift.
3. Bericht der Rechnungsprüfer.
4. Entlastung des Vorstandes und des Schatzmeisters.
5. Festsetzung des Mitgliedbeitrages und Genehmigung des Voranschlages für die beiden nächsten Geschäftsjahre.
6. Wahl von drei Vorstandsmitgliedern.
7. Wahl der Rechnungsprüfer.
8. Festsetzung von Zeit und Ort der nächsten Tagung.
9. Sonstiges (Anträge sind nicht eingegangen).

16 Uhr: Vierte wissenschaftliche Sitzung.

R. Köhler, Bochum: Über Aufzeichnungen von Erdstößen mit dem 17-t-Seismographen der Bochumer Warte.

G. Krumbach, Jena: Über Registriereinrichtungen bei seismischen Stationsinstrumenten.

H. Martin, Jena: Experimentelle Einschwingkurven von Beschleunigungs- und Neigungsmessern mit Lichtbildern 9×12 cm.

G. Schmerwitz, Jena: Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Mit Versuch.

O. Meissner, Jena: Untersuchungen für ein Vertikalseismometer.

19 $\frac{1}{2}$ Uhr: Geselliges Beisammensein im „Heidelberger“ Ostfriesenzimmer, Friedrichstraße 143.

Sonntag, den 10. Oktober

9 Uhr: Fünfte wissenschaftliche Sitzung.

A. Nippoldt, Potsdam: Säkulare Änderungen der Magnetisierung des Erdkörpers.

H. Rudolph, Bad Homburg v. d. H.: Über Versuche zur Theorie des Polarlichts.

H. Rudolph, Bad Homburg v. d. H.: Überwiegt positive oder negative Elektrizität in der Tonosphäre der Erde?

J. Bartels, Eberswalde: Aufschlüsse über Veränderungen in der Tonosphäre aus der Analyse sonnen- und mondentägiger erdmagnetischer Schwankungen.

J. G. Königsberger, Freiburg i. Br.: Die Ermittlung der Tiefenlage von Störungen und einige spezielle Schlußfolgerungen.

H. Schmehl, Berlin: Thema steht noch nicht fest.

O. Meisser, Jena: Untersuchungen an Pendeln.

K. Jung, Potsdam: Über die Abplattung der Erde.

Besichtigungen

Besichtigungen des Geodätischen Instituts und des Meteorologischen Observatoriums in Potsdam sowie des Erdmagnetischen Observatoriums „Adolf Schmidt“ in Niamegk können am Sonnabend, den 10. Oktober, nachmittags, und am Sonntag, den 11. Oktober, vorgenommen werden.

Der Fahrpreis nach Niamegk im Postautobus hängt von der Anzahl der Teilnehmer ab. Bei 20 Teilnehmern beträgt er je Person Berlin—Niamegk über Potsdam hin und zurück rund 5.— RM, bei 40 Teilnehmern rund 3.— RM.

Nähere Vereinbarungen darüber werden im Laufe der Tagung getroffen werden.

Entsprechend einem Gesellschaftsbeschluß wird ein Autoreferat der zu haltenden Vorträge am besten vor der Tagung, spätestens jedoch während der Tagung erbeten, wenn nicht die Vorträge selbst der Geophysikalischen Zeitschrift zum Abdruck überlassen werden.

Kohlschütter.





Alfred Nippoldt †

Johannes Christoph Alfred Nippoldt wurde am 2. Juli 1874 zu Frankfurt a. M. als Sohn des Physikers Wilhelm August Nippoldt geboren. Er studierte 1894 bis 1897 in Göttingen, zunächst mit dem Ziel, sich auf einen technischen Beruf vorzubereiten; die Vorlesungen von Felix Klein waren für ihn richtunggebend. 1903 promovierte er mit der Arbeit: „Die tägliche Variation der magnetischen Deklination, eine Untersuchung über die physikalische Bedeutung der harmonischen Analyse.“

Schon 1895 wurde er in Göttingen Assistent bei Karl Schering am erdmagnetischen Observatorium. Am 1. April 1898 trat er in die magnetische Abteilung des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums Potsdam des Preußischen Meteorologischen Institutes als wissenschaftlicher Rechner ein; ein Jahr später wurde er Assistent. Hier erwarb er unter M. Eschenhagens Leitung die Grundlagen der ausgezeichneten Beobachtungstechnik, die in allen seinen Arbeiten zum Ausdruck kommt, und deren Kenntnis er so vielen Kollegen vermittelt hat, die zur Vorbereitung von Expeditionen oder anderen erdmagnetischen Arbeiten nach Potsdam kamen. 1905 wurde er wissenschaftlicher Hilfsarbeiter, 1909 Observator, erhielt im Jahre 1916 den Titel „Professor“, und am 1. Oktober 1928 übernahm er als Abteilungsvorsteher die Leitung des Observatoriums aus den Händen von Adolf Schmidt. Im Zuge der Zusammenfassung des meteorologischen Dienstes im Reichsamt für Wetterdienst wurde das erdmagnetische Observatorium zum selbständigen Institut der Universität, und Nippoldt wurde am 1. April 1935 zum Direktor ernannt.

Aus der umfangreichen Beobachtungs- und Organisationstätigkeit Nippoldts im Dienst erdmagnetischer Vermessungen sind folgende größeren Aufgaben zu erwähnen: eine Expedition mit G. Lüdeling nach Burgos gelegentlich der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905; die magnetischen Landesaufnahmen von Südwestdeutschland (1906) und von Hessen (1910/11, gemeinsam mit K. Schering); die wiederholten Beobachtungen an Säkularstationen; zahlreiche magnetische Messungen während des Krieges in Bulgarien und Mazedonien; Messungen mit dem Doppelkompaß auf der Ostsee; die Verlegung des Observatoriums von Seddin nach Niemeß und die Einrichtung einer Erdstromanlage.

Mit dem Aufschwung der angewandten Geophysik nach dem Kriege wurde auch die geologische Bedeutung erdmagnetischer Messungen besser erkannt; in Zusammenarbeit mit Prof. H. Reich wurde eine einheitliche magnetische Vermessung des deutschen Bodens organisiert, und in den beiden Jahren 1934 und 1935 sind die Beobachtungen durchgeführt worden. In Verbindung mit diesen geologisch gerichteten Untersuchungen steht die Konstruktion ausführlicher Karten der erdmagnetischen Elemente und der Anomalien der Vertikalintensität für Westeuropa zur Epoche 1921. Für Geologen und Bergingenieure wurden die Erfahrungen über die „Verwertung magnetischer Messungen zur Mutung“ in einem Buch (1930) zusammengefaßt.

In weiteren Kreisen bekannt geworden ist Nippoldt durch seine verschiedenen lehrbuchmäßigen Darstellungen des Erdmagnetismus: das Bändchen „Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht“ aus der Sammlung Göschen (1903; 3. Aufl. 1921); die ausführlichere Darstellung in Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik; das Kapitel „Erdmagnetismus und Polarlicht“ in der „Einführung in die Geophysik“, Bd. II (1929). Hier fand er ein fruchtbares Feld für seine schriftstellerische Begabung.

Von seinen wissenschaftlichen Abhandlungen und kleineren Arbeiten, deren Titel schon von seinem vielfältigen Interesse zeugen, wird eine ausführliche Liste im Jahrgang 1934 der „Magnetischen Beobachtungen in Niemeck“ erscheinen. Ein wesentlicher Zug Nippoldts war seine Neigung zu geschichtlichen und philosophischen Betrachtungen, zum Beispiel über „Wesensgleiche und wesensverschiedene Darstellungen“; eine „Anleitung zum wissenschaftlichen Denken“ wurde 1929 mit dem 24. Tausend aufgelegt.

Professor Nippoldt war Mitglied der Internationalen Erdmagnetischen Kommission, der Kaiserl. Leopoldin.-Carolin. Deutschen Akademie der Naturforscher in Halle a. d. S., und Ehrenmitglied der Estländischen Literarischen Gesellschaft zu Reval.

Auf der Hinreise zur Tagung der Internationalen Vereinigung für Geodäsie und Geophysik in Edinburgh im September dieses Jahres mußte Nippoldt wegen eines heftigen Gallenanstalles die Reise in London abbrechen. Eine scheinbare Besserung hielt nicht an. Am 4. Oktober 1936 wurde er durch den Tod mitten aus seiner Tätigkeit herausgerissen. Sein Lebenswerk wird in die Geschichte geophysikalischer Forschung in Deutschland eingehen.

J. Bartels.

Vorträge, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,
vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin

Entstehung und Erhaltung der troposphärischen Sprungschicht

Von **A. Defant**, Berlin — (Mit 2 Abbildungen)

Für die thermo-haline Sprungschicht der Tropen und Subtropen kann kein inneres Strahlungsgleichgewicht vorhanden sein. Ihre Entstehung wird auf Turbulenzvorgänge zurückgeführt. Bei der Erhaltung der Sprungschicht ist der Umstand von ausschlaggebender Bedeutung, daß bei Überschreitung eines bestimmten Grenzwertes in der vertikalen Dichteverteilung die Turbulenzwirkung aufhört und von da ab die Sprungschicht als Sperrschicht gegen weitere Einflüsse von oben wirkt.

Die wichtigste Erscheinung im Aufbau der ozeanischen Troposphäre, der oberen Warmwasserschicht der Ozeane ist das Vorhandensein einer in den Tropen und Subtropen sehr stark entwickelten thermischen Sprungschicht. Ihre Tiefenlage beträgt 30 bis 120 m und ist völlig gesetzmäßig angeordnet*). Oberhalb der Sprungschicht ist eine im wesentlichen homogene thermo-haline Deckschicht vorhanden, unter der Sprungschicht breiten sich kältere und salzärmere Wassermassen aus, die den subtroposphärischen Schichten angehören. Es unterliegt keinem Zweifel, daß die hohen Temperaturen der Meeresoberfläche im Gebiete der Troposphäre in der Hauptsache durch den Wärmehaushalt des Systems Sonne-Erde bedingt sind. Beim vertikalen Aufbau der Troposphäre werden aber gewiß noch andere Umstände mitwirken, um ihn hervorzurufen und ihn in seiner eigentümlichen Art zu erhalten. Die Fragen, die sich sofort einstellen, sind: Warum ist in der oberen Schicht der ozeanischen Troposphäre das vertikale Gefälle der Temperatur und in einigen Gebieten auch des Salzgehaltes so gering, daß man geradezu von einer *isothermen* und *isohalinen* Deckschicht sprechen kann? Warum und wie bildet sich dann in einer bestimmten Tiefe ein so starkes Gefälle dieser Faktoren, daß man in vielen Fällen fast von einer physikalischen Diskontinuitätsfläche sprechen kann, und warum ist diese Sprungfläche in den äquatorialen Gebieten so kräftig ausgebildet?

Die Temperaturverteilung in den großen Tiefen der Ozeane, in der Stratosphäre, sind bekanntlich eine Folge der allgemeinen Zirkulation der Wassermassen

*) Näheres darüber siehe: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition, Band VI, I. Teil, 3. Liefg.: A. Defant, Die Troposphäre des Atlantischen Ozeans. — Berlin 1936.

und wir wissen, daß dabei die polaren Breiten von ausschlaggebender Bedeutung sind. Im Atlantischen Ozean sind die niedrigen Temperaturen unterhalb der Troposphäre in der Hauptsache *subantarktischen* Ursprungs und werden, wenn die Wassermassen auch durch Vermischung mit anderen Wasserarten an Wärme gewinnen, immer wieder erneuert und auf niedrigen Werten gehalten. So besteht von vornherein in den mittleren und niedrigen Breiten ein kräftiger Gegensatz zwischen den hohen Temperaturen der Meeresoberfläche, die durch die Sonnen- und Atmosphärenstrahlung auf ihrem hohen Wert gehalten werden, und den tiefen Temperaturen der subantarktischen Wassermassen. Man würde erwarten, daß zwischen diesen Grenzwerten mit der Zeit sich ein mehr oder minder lineares Temperaturgefälle einstellen würde. Dies ist in keiner Weise der Fall. Es bildet sich eine *Deckschicht* entsprechend hoher Temperatur und der Übergang zu den niedrigen Temperaturen der Subtroposphäre erfolgt in unvermittelter Weise in einer *Grenzschicht*.

Man könnte vermuten, daß die oberen Troposphärenschichten im Strahlungsgleichgewicht mit den von außen eindringenden Strahlungen stehen und, da das Wasser für Schichtendicken bis etwa 100 m für kurzwellige Strahlung wesentlich durchlässiger ist, als für langwellige, könnte das sich einstellende Strahlungsgleichgewicht besonderer Art sein. Sofort kann man aussagen, daß eine *isotherme Deckschicht* mit der Sonnen- und diffusen Strahlung nie im Strahlungsgleichgewicht sein kann; denn nur bei *grauer* Strahlung könnte das der Fall sein; das tatsächliche Absorptionsvermögen des Wassers läßt aber graue Strahlung im Ozean nicht zu. Nimmt man nur zwei Strahlungsbereiche mit konstantem Absorptionskoeffizienten: K_1 für kurzwellige und K_2 für langwellige Strahlung und bestimmt die vertikale Temperaturverteilung im Strahlungsgleichgewicht nach den bekannten Differentialgleichungen von R. Emden*), dann erhält man hierfür

$$T = T_0 \sqrt[4]{\frac{K_2}{K_1}(1 - e^{-K_1 z}) + e^{-K_1 z}}.$$

T_0 ist die Oberflächentemperatur ($z = 0$); z wird + nach abwärts (in die Wassermasse hinein) gezählt; die Dichte des Wassers ist hierbei gleich 1 gesetzt worden. Man sieht bei grauer Strahlung $K_1 = K_2$ wird $T = T_0$, d. h. Isothermie. Da aber $K_1 < K_2$ ist, nimmt die Temperatur mit der Tiefe zu; in einer Tiefe z_1 , in der $e^{-K_1 z}$ klein ist, wird $T_1 = T_0 \sqrt[4]{\frac{K_2}{K_1}}$; von dieser Tiefe z_1 ab, hat die Wassermasse praktisch die konstante Temperatur T_1 . Für den mittleren Absorptionskoeffizienten kurzwelliger Strahlung im Wasser wird diese Tiefe $z_1 = 50$ m. Im Strahlungsgleichgewicht würde im Ozean eine Temperaturzunahme von T_0 an der Oberfläche auf T_1 in etwa 50 m vorhanden sein. Da aber das Verhältnis K_2/K_1 eine große Zahl ist, ist T_1 trotz der vierten Wurzel vielmals größer als T_0 .

*) R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitzungsber. d. Bayer. Akad. 1913.

und ein solcher Zustand ist unmöglich; denn er ist *mechanisch instabil*. Das Strahlungsgleichgewicht kann nie erreicht werden, es stellt sich *Konvektion* ein, die wieder die unten aufgespeicherte Wärme nach oben schafft: Strahlungsgleichgewicht hat somit mit der tatsächlichen Temperaturverteilung in der ozeanischen Troposphäre wenig zu tun.

Die alleroberste Wasserschicht ist mit der darüber lastenden Atmosphäre immer mehr oder minder im Wärmegleichgewicht. Durch diese Erwärmung steigert sich der Temperaturgegensatz gegen die unteren kalten Schichten, und es tritt eine *Verstärkung der Stabilität der Lagerung* ein. Eine Übertragung der in den obersten Wasserschichten aufgespeicherten Wärme nach abwärts erfolgt nur auf dem Wege der *erzwungenen Turbulenz* der Windtriften und der damit verbundenen Wellenbewegung. Durch diesen Austausch wird die Wärme der obersten Wasserschicht langsam nach unten verfrachtet und eine sich bildende Sprungschicht arbeitet sich auf diese Weise tiefer und tiefer. Diesen Vorgang kann man bei sommerlichem Wetter in Seen deutlich verfolgen; die durch Strahlungsabsorption von oben gebildete Sprungschicht wird durch Windeinfluß tiefer gelegt. Im Meer werden die Verhältnisse nicht anders sein; in den Tropen und Subtropen ist der Strahlungszustand stationär und deshalb auch das Vorhandensein der thermischen Sprungschicht beständig. Über diese Vorgänge sind wir völlig auch in *quantitativer* Hinsicht im klaren. Was einer besonderen Untersuchung bedarf ist die Tatsache, daß sich die Sprungschicht in einer ganz bestimmten Tiefe hält, nicht tiefer sinkt, trotzdem die Strömungen als Träger einer Turbulenz tiefer reichen können. Die Reibungstiefe bei den vorhandenen Windstärken ist z. B. in den Passatgebieten etwa 200 m, während die Tiefe der Sprungschicht dort etwa 100 m und weniger ist. Dieser Unterschied bedarf einer Erklärung.

Durch die Abwanderung der Wärme in den oberen Wasserschichten verstärkt sich allmählich der Temperaturgegensatz gegen unten. Die Verstärkung der *stabilen Schichtung* beeinflußt aber in wesentlicher Weise die turbulenten Mischungsprozesse, dadurch, daß nun die unteren schweren Massen gehoben, die leichteren oberen gegen den Auftrieb gesenkt werden müssen. Dadurch werden die Mischungsvorgänge erschwert und die stabile Lagerung der Wassermassen kann schließlich so groß werden, daß Turbulenz und Mischung dagegen nicht aufkommen und gänzlich aufhören. Die Bedingung dafür, daß die Turbulenz in einer ungeordneten Strömung sich vermindert und schließlich aufhört ist, daß die dimensionslose Größe

$$\frac{g}{\varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial z} > \frac{A_B}{A_T}$$

ist, worin ϱ die Dichte, u die mittlere Geschwindigkeit der turbulenten Strömung; A_B der Austausch der Bewegungsgröße und A_T der Austausch der Dichteunterschiede bedeuten.

Es ist nicht notwendig, daß $A_B = A_T$ ist, wie man früher zumeist angenommen hat*). Im Gegenteil, A_B ist im Ozean von der Größenordnung 200 bis 400 cm⁻¹ g sec⁻¹, während A_T etwa 20 bis 40 cm⁻¹ g sec⁻¹ ist. Das Verhältnis liegt also zwischen 5 und 20. Die Ungleichung besagt, daß, wenn durch irgendwelche Prozesse, die in der turbulenten Strömung begründet sind, der vertikale Dichtegradient sich verstärkt, diese Stabilisierung im Aufbau nicht ins Unbegrenzte möglich ist, sondern ein Ende findet dadurch, daß die Turbulenz sich vermindert und schließlich erlischt.

Wenn wir dies auf unseren Fall der Ausbildung der thermischen Sprungschicht in der ozeanischen Troposphäre anwenden, bedeutet dies folgendes: Durch die Wärmeabsorption in den obersten Meeresschichten wird ihre Temperatur gesteigert; durch die Windtriften und durch die Wellenbewegung wird diese Wärme entsprechend der Vermischungsintensität der Strömungen nach abwärts befördert und erhöht auch dadurch die Temperatur dieser Schichten. Die sich bildende Sprungschicht gegen unten verstärkt sich und wird bei Andauer des Prozesses tiefer gelegt. Aber dadurch verstärkt sich auch das vertikale Dichtegefälle, indem die oberen Schichten allmählich die Temperatur der Oberfläche annehmen, die unteren Schichten jedoch ihre niedrige Temperatur behalten. Der Nachschub der Wärme von oben her durch Turbulenz hört aber auf, wenn das Dichtegefälle sich so vergrößert hat, daß die obige Ungleichung erfüllt ist. In dieser Tiefenschicht kommt die Turbulenz der Strömung gegen die Stabilität der Schichtung nicht mehr auf, die Turbulenz erlischt und kann dadurch keine weitere Tieferlegung der Sprungschicht bewirken. In den oberen Wasserschichten wirkt die Turbulenz aber weiter und führt zu einem völligen Ausgleich der Temperatur. Es entwickelt sich dadurch eine isotherme Deckschicht, die im Strahlungsgleichgewicht mit der Atmosphäre steht. Die Sprungschicht, die nun in konstanter Tiefe lagert, zeigt ein so hohes Dichtegefälle, daß sie im wahrsten Sinne des Wortes als eine *Sperrschicht gegen alle Turbulenzprozesse und auch gegen die Konvektion* anzusehen ist. Es läßt sich leicht durch schrittweise Berechnung einfacher Beispiele, die auch quantitativ verfolgt werden können, nachweisen, daß das Tiefer-sinken der in den oberen Wasserschichten gebildeten Sprungschicht relativ rasch erfolgt, so daß der ganze Aufbau des Meeres, wie er in den Tropen und Subtropen sich zeigt, auch zeitlich als stabil angesehen werden kann.

Bei der Erklärung der Entwicklung der tropischen und subtropischen Sprungschicht in der Troposphäre ist das Wesentliche die *Ausschaltung der Turbulenz und ihrer Wirkung in einer bestimmten Tiefe* infolge der Verstärkung des vertikalen Dichtegefälles. Es gibt eine Menge anderer Erscheinungen innerhalb der Sprungschicht, die zeigen, daß hier die Strömungen tatsächlich einen fast laminaren Charakter annehmen. Die Verteilung des Salzgehaltes innerhalb der Sprungschicht und alle Erscheinungen der subtropischen salzreichen Unterströme be-

*) Siehe hierzu besonders D. Brunt: Physical and dynamical meteorology. Cambridge 1934. § 152.

weisen dies. Wenn man die Bildung der Sprungschicht ohne Berücksichtigung dieser Tatsache deuten will, so gelangt man immer auf Schwierigkeiten, auch dann, wenn man die Absorption der Strahlung in den obersten Wasserschichten näher berücksichtigen will, wie dies Arakawa*) versucht hat. Es fehlt bei allen diesen Versuchen noch die Erklärung für den charakteristischen Begleitumstand dieser Sprungschicht, nämlich ihre mehr oder minder zeitlich konstante Tiefenlage, die eben nur durch die Ausschaltung der Turbulenzwirkung in der Tiefe des stärksten Dichtegefälles Hand in Hand geht.

Zusammenfassend kann man also die Entstehung und Erhaltung der Sprungschicht in der ozeanischen Troposphäre folgendermaßen deuten: Strahlung durch Sonne und Atmosphäre erwärmt die obersten Wasserschichten, die tieferen haben niedrige Temperaturen, die durch Advektion kälterer Wassermassen innerhalb der stratosphärischen Zirkulation bedingt sind. Durch erzwungene Turbulenz der Windtriften wandert die Wärme der Oberflächenschichten nach abwärts. Dadurch bildet sich eine thermische Sprungschicht, die allmählich ebenfalls nach abwärts sich weiter entwickelt. Bei Überschreitung eines bestimmten Grenzwertes in der vertikalen Dichteverteilung hört dieser Prozeß aber auf und bei konstanter Tiefenlage wirkt die Sprungschicht dann als Sperrschicht gegen weitere Einflüsse von oben. Turbulenzwirkung und Konvektion beschränken sich dann nur auf die Deckschicht, die dadurch fast isotherm und in vielen Fällen auch isohalin wird.

Es gibt eine Erscheinung, die deutlich das Aufhören des Wärmetransportes nach abwärts durch Turbulenz bei Überschreitung eines bestimmten Dichtegefälles der Sprungschicht zeigt. Es ist der jährliche Gang der Temperatur in Seen und im Meer. Sehen wir uns diesen jährlichen Gang etwas näher an, so bemerken wir an dem herausgegriffenen Beispiel des Sakrower Sees 1927 (Fig. 1)**), wie anfangs, solange innerhalb des Sees noch die fast homogenen Temperaturverhältnisse des Frühjahrs herrschen, die oberflächliche Erwärmung durch Vermischung weit hinunterreicht; noch die Tiefe von 15 m, vielleicht noch bis 30 m, nimmt an dem anfänglichen Temperaturanstieg entsprechend der Tiefenlage teil, aber Ende April, wo durch Strahlung die oberste Wasserschicht sich rasch und stark erwärmt, verschärft sich die thermische Sprungschicht gegen das untere

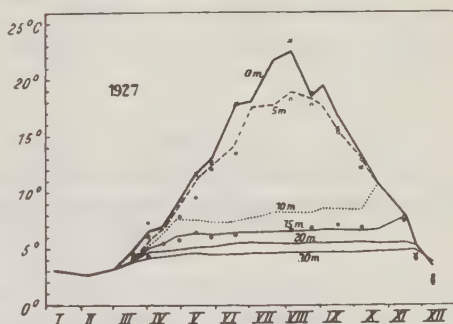


Fig. 1. Jährlicher Gang der Temperatur im Sakrower See im Jahre 1927 in verschiedenen Tiefen

*) H. Arakawa: Solar radiation and connection of Lead in Lake water. Geophys. Mag. Vol. V. H. 1. Tokyo 1932.

**) L. Möller: Hydrographische Arbeiten am Sakrower See bei Potsdam. Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde. Berlin, Sonderband, Hundertjahrfeier 1928, S. 535.

Tiefenwasser so sehr, daß die Turbulenz aufhört, und die Erwärmung schon in 10 m völlig unterbrochen ist. Die Temperatur steigt hier nicht mehr, da nun die verstärkte Sprungschicht als völlige *Sperrschicht* für Konvektion und Turbulenz wirkt. Erst im Herbst, wo das Dichtegefälle wieder abgebaut wird, kann die Vermischung wieder tiefer greifen und den unteren Schichten wieder Wärme zuführen.

Auch im Meere verhält es sich ähnlich. Helland-Hansen*) hat für den östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans aus einer großen Anzahl von Stationen versucht, den jährlichen Gang der Temperatur abzuleiten. Fig. 2 zeigt diesen

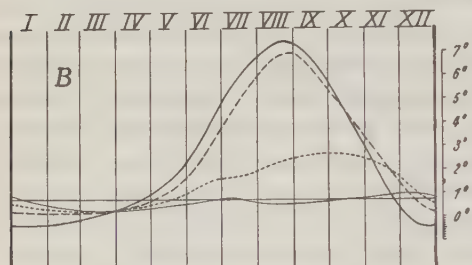


Fig. 2. Jährlicher Gang der Temperatur im östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans.

Für die Oberfläche (—), für 25 m (---), für 50 m (-----) und für 100 m Tiefe (— · —)

für vier Tiefen in graphischer Form. Auch hier erkennen wir, daß Ende Juni die Erwärmung in 50 m Tiefe unterbrochen wird und erst später etwas wieder einsetzt. Der Grund ist der gleiche wie früher. Die kräftige Turbulenz der Windtriften und der Wellenbewegung ist anfangs imstande, der stabilen Lagerung der Wassermassen entgegenzuarbeiten und auf diese Weise wandert die Wärme noch bis unter 50 m hinab. Bei Überschreitung eines bestimmten vertikalen Dichtegefälles er-

lischt die Turbulenz und ihre Wirkung; die Oberschicht wird bei Fortdauer der Wärmezufuhr und der Vermischung isotherm, die Unterschichten bleiben kalt, und die weitere Wärmezufuhr von oben führt zur Verstärkung der Ab-sperrung. Sie kann sogar so weit gehen, daß bei Wärmezufuhr oben, unter der Sprungschicht, die als Sperrschicht wirkt, eine *Temperaturabnahme* als Folge der Vermischung mit unteren kälteren Wassermassen eintritt. So wird die paradoxe Erscheinung verständlich, daß bei Wärmezufuhr von oben im Frühsommer die oberen Wasserschichten eine kräftige Temperatursteigerung, die unteren Wasserschichten aber eine Temperaturabnahme zeigen können.

*) Bj. Helland-Hansen: Physical oceanography and meteorology. Part I, S. 47. Scient. results of the „Michael Sars“ North. Atl. deep-sea Exp. 1910. Bergen 1930.

Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans

Von Georg Wüst, Berlin

Es wird ein Überblick gegeben über die Ergebnisse, zu denen der Verfasser bei der Bearbeitung der stratosphärischen Schichtung und Zirkulation im Band VI des „Meteor“-Werkes (Wiss. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition usw., Bd. VI, I. Teil, nebst Atlas, Berlin 1935/36) gelangt ist. Auf eine auszugsweise Wiedergabe des Vortrages kann hier verzichtet werden, da im Heft 5/6 des XII. Jahrganges (1936) der „Zeitschrift für Geophysik“ ein ziemlich ausführliches Referat (durch Prof. Bruno Schulz) erschienen ist, und da der Verfasser bereits an anderer Stelle (Heft 9 der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften“ 1936, S. 133—141, mit 13 Figuren) eine dem Vortrag ähnliche Zusammenfassung gegeben hat.

Das „ozeanische Nivellement“ und seine Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika*)

Von G. Dietrich, Berlin — (Mit 9 Abbildungen)

Es werden Methoden zur Bestimmung der Form der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen und atmosphärischen Druckfeld angegeben. Ihre Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste von U.S.A. zeigt, daß sie unter bestimmten Voraussetzungen einen gewissen Ersatz für ein geodätisches Küstenfeinnivellement liefern können. Darüber hinaus gestatten sie, die Höhenlage der Küsten über Meeresstraßen und Ozeane hinweg untereinander anzuschließen. Als Beispiel wird der Anschluß von Kuba an Florida und an Yukatan durchgeführt.

Die Meeresoberfläche ist im Zustande der völligen Ruhe von Ozean und Atmosphäre eine Niveaulfläche. Aber diese ideale Meeresoberfläche ist in der Natur verschiedenartigen Störungen unterworfen. Die mittlere Lage des Wasserspiegels im Raume, die sich auf zuverlässige Mittelwasserwerte der Küstenpegel stützt, ist frei von allen Störungen mit Wellennatur, also frei von dem Einfluß der Oberflächenwellen, der ozeanischen und meteorologischen Gezeiten und der Seiches; denn jede dieser periodischen Störungen bedeutet nur ein Pendeln um eine Niveaulfläche. Stationäre Abweichungen der Meeresoberfläche vom Geoid

*) Der Vortrag stellt eine kurze Zusammenfassung eines Teiles einer größeren Untersuchung dar, die demnächst in den Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde Berlin in der Reihe A als Heft 33 erscheinen wird. Dort werden auch eingehende Literaturhinweise zu finden sein, auf deren Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet wurde.

werden erzeugt und aufrechterhalten einerseits vom inneren Druckfeld des Ozeans und andererseits vom äußeren Druckfeld der Atmosphäre.

Die Frage, wie weit sich das ozeanische Druckfeld auf die Form der Meeresoberfläche auswirkt, ist zwar vielfach behandelt worden, aber fast ausschließlich im Hinblick auf das Studium der Meeresströmungen. Die Frage, wie weit das Druckfeld speziell die Höhenlage der Mittelwasserfläche längs einer Küste bestimmt, blieb größtenteils unberührt. Gerade dieses Problem dürfte auch für die Geodäsie von Interesse sein; denn längs der Festlandsküste kann die Lage der Meeresoberfläche, die aus dem ozeanischen und atmosphärischen Druckfeld ermittelt wird, der mit Feinnivellements gemessenen Lage der Mittelwasserfläche gegenübergestellt werden. Aus diesem Vergleich wird sich die Genauigkeit und damit die Brauchbarkeit der Bestimmung der Meeresoberfläche aus den Druckfeldern für geodätische Zwecke abschätzen lassen.

Im folgenden wird die Bestimmung der Form der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen Druckfeld als „oceanographisches Nivellement“, aus dem atmosphärischen Druckfeld als „meteorologisches Nivellement“ bezeichnet. Die Zusammenfassung der Wirkung beider Druckfelder wird „ozeanisches Nivellement“ genannt.

Die Ableitung der Grundlagen des oceanographischen Nivellements wird in zwei einzelnen Schnitten durchgeführt. Der erste Schritt gilt der Ermittlung derjenigen Tiefenlage im Ozean, in der eine isobare Fläche und eine Niveaufläche zusammenfallen und daher theoretisch Bewegungslosigkeit herrscht. Beim zweiten Schritt werden von dieser Nullfläche der Bewegung aus aufwärts aus dem Dichteaufbau der Wassersäule die Abweichungen der einzelnen isobaren Flächen von den Niveauflächen ermittelt. Die oberste isobare Fläche ist die Meeresoberfläche selbst, wenn man die Wirkung des atmosphärischen Druckfeldes vernachlässigt. Ihre Form im Massengebiet des Ozeans ist also damit bestimmt.

Der erste Schritt, die Festlegung der „Nullfläche“ der Bewegung ist der wunde Punkt in der ganzen Bestimmung der Form der Meeresoberfläche, heute sowohl wie in dem ersten Versuch von Bouquet de la Grye im Jahre 1882. Die Tabelle gibt einen Überblick über die Tiefenlagen der Nullfläche der Bewegung im Nordatlantischen Ozean, wie sie von den verschiedenen Autoren den Berechnungen

Angenommene Tiefenlagen
der Nullfläche der Bewegung im Nordatlantischen Ozean

Verfasser	Jahr	Tiefe in m
Bouquet de la Grye	1882	4000
H. Mohn	1885	550
K. Zöppritz	1887	2000
G. Wegemann	1900	1000
G. Schott	1903	500
G. Castens	1905	650
B. Helland-Hansen und F. Nansen	1926	2000
J. P. Jacobsen	1929	1000
C. O'D. Iselin	1930	1200
B. Helland-Hansen	1930	1000

zugrunde gelegt wurden. Außer diesen stark unterschiedlichen Annahmen ist eine andere Voraussetzung allen Autoren gemeinsam. Ausnahmslos wird für die Berechnungen eine durchgehend konstante Tiefe der Nullfläche innerhalb des ganzen Nordatlantischen Ozeans verwendet. Gerade diese Annahme, die in den Gebieten starker Meeresströme nicht annähernd erfüllt sein dürfte, hat die Genauigkeit der bisherigen Bestimmungen der Topographie der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen Massengebiet so stark eingeschränkt, daß an eine Verwendung für geodätische Zwecke schwerlich zu denken war. Als Ausnahmen in diesem Zusammenhang seien die Untersuchungen der Lage des Meeresspiegels an der Ostseeküste von R. Witting und J. P. Jacobsen erwähnt. Beide erzielten eine weitgehende Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der geodätischen Küstenfeinnivellements und den Höhen der Meeresoberfläche, die aus den ozeanisch-atmosphärischen Druckfeldern berechnet wurden. Aber die Methoden sind auf die flache Ostsee zugeschnitten und auf die Tiefsee nicht übertragbar.

Der naheliegende Weg, die Nullfläche der Bewegung aus den Strommessungen in der Tiefe zu bestimmen, ist aus dem einfachen Grunde nicht gangbar, weil es an genügend direkten Strommessungen mangelt. Es bleibt nur der Weg, indirekt aus dem hydrographischen Aufbau die Lage der Nullfläche zu ermitteln. Ich habe mich dabei auf die Sauerstoffverteilung gestützt; denn anders als Temperatur und Salzgehalt, die in der Tiefe, sobald man von Wärmeleitung bzw. Diffusion und Mischung absieht, unveränderlich sind, ist der Sauerstoff bei Abschluß äußerer atmosphärischer Einflüsse eine veränderliche Größe. Er unterliegt vor allem der Zehrung durch die Oxydation der absinkenden toten Organismen. Man würde also, wenn man einen Ozean voraussetzt, der allein durch konvektive Bewegungen beherrscht wird, eine allgemeine Sauerstoffabnahme von der Oberfläche bis zum Boden beobachten. Dieses Gefälle wird zerstört durch die advektiven Bewegungen der Tiefenzirkulation. Sie führen aus ihren Ursprungsgebieten von der Oberfläche sauerstoffreiches Wasser heran. Gegen die obere und untere Grenze dieser seitlichen Einschübe muß es notwendig bei der herabgesetzten Erneuerung des Wassers zur Ausbildung von Sauerstoffminima kommen. Anders ausgedrückt: in der Sauerstoffverteilung spiegelt sich bis zu einem gewissen Grade das ozeanische Bewegungsfeld, indem die verhältnismäßig unbewegten Zonen durch Sauerstoffminima ausgezeichnet sind. Die Nullfläche der Bewegung wird also in erster Annäherung durch ein Sauerstoffminimum charakterisiert sein.

Als Beispiel für die natürlichen Verhältnisse im westlichen Nordatlantischen Ozean wird die Beziehung zwischen Temperatur- und Sauerstoffaufbau auf zwei verschiedenen ozeanographischen Schnitten zwischen der Chesapeake-Bucht und den Bermuda-Inseln wiedergegeben. Die Fig. 1 beschränkt sich auf die Darstellung der Beziehung in den Schichten unterhalb der obersten Störungszone bis in die oberen Horizonte der ozeanischen Stratosphäre. Ein deutliches Sauerstoffminimum tritt bei 10° in Erscheinung. In seinem Kern, der zugleich die Untergrenze der ozeanischen Troposphäre darstellt, soll im folgenden die Nullfläche der Bewegung angenommen werden. Die charakteristische Beziehung zwischen dem

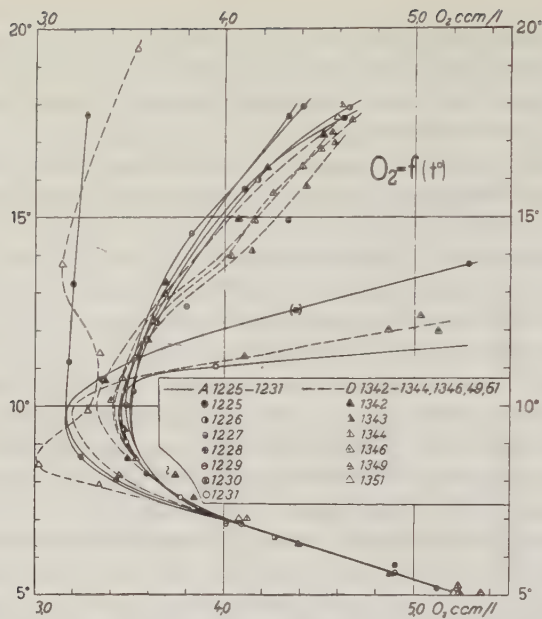


Fig. 1.

Beziehung Temperatur—Sauerstoff auf den Stationen der ozeanographischen Schnitte der „Atlantis“ (April 1932) und „Dana“ (Mai 1922) zwischen Chesapeake-Bucht und Bermuda

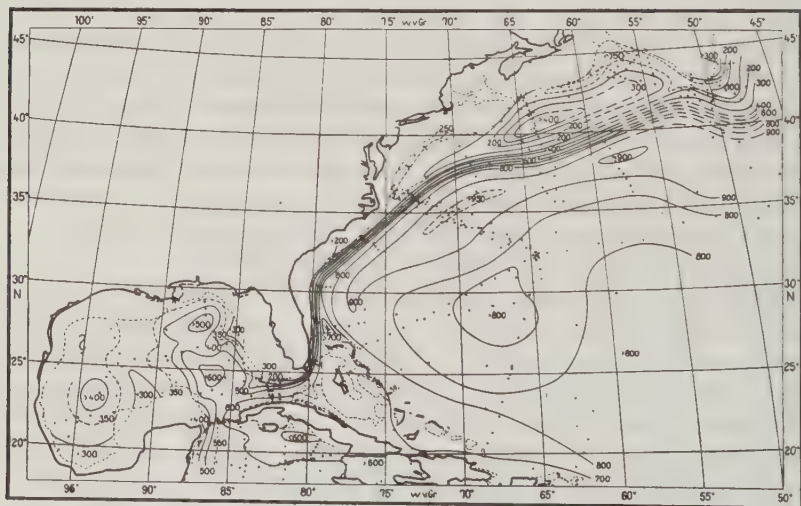


Fig. 2. Tiefenlage der „Nullfläche“ der Bewegung.
(Tiefenlage des Sauerstoffminimums; Untergrenze der Troposphäre)

Temperatur- und dem Sauerstoffaufbau, die mit räumlich kleinen Ausnahmen im ganzen westlichen Nordatlantischen Ozean nachweisbar ist, ermöglicht es, die Nullfläche der Bewegung auch auf den zahlreichen ozeanographischen Stationen zu ermitteln, bei denen keine oder nur sehr weitabständige Sauerstoff-Beobachtungen vorliegen.

Die Ermittlung der Topographie der Nullfläche wurde auf den ganzen westlichen Nordatlantischen Ozean und den Golf von Mexiko ausgedehnt (Fig. 2). Insgesamt 496 Stationen, die von zehn verschiedenen Expeditionen seit dem

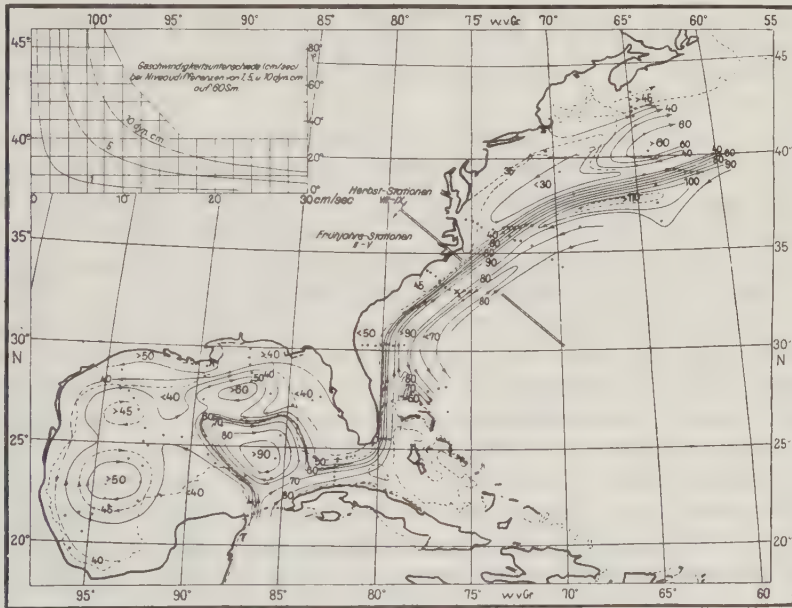


Fig. 3. Dynamische Topographie der Meeresoberfläche unter Vernachlässigung des atmosphärischen Druckfeldes (in dyn. cm; relativ zu „Atlantis“ 1640 (×) = 100 dyn. cm)

Jahre 1910 gesammelt wurden, liegen der Karte zugrunde. Es sei an dieser Darstellung vor allem auf die außerordentlich wechselnde Tiefenlage der Nullfläche hingewiesen, die im starken Gegensatz zu der bisher vorausgesetzten konstanten Tiefenlage steht. Von mehr als 950 m auf weniger als 150 m steigt die Nullfläche gegen den Kontinent steil an. Dieser Anstieg sowohl wie die regionalen Einwölbungen zwischen Kap Hatteras und der Neufundland-Bank und im Golf von Mexiko stehen in engem Zusammenhang mit der Hydrodynamik der oberen Schichten, auf die aber an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden kann.

Von der Nullfläche aufwärts wurde die dynamische Höhe der Oberfläche auf jeder einzelnen Station bestimmt. Es lag dabei der Ausdruck $\varepsilon = \int_0^P \delta d p$

zugrunde. Dabei ist δ die Anomalie des spezifischen Volumens in situ, also unter Berücksichtigung der Zusammendrückbarkeit des Wassers. Der nächste Schritt war die Kopplung der einzelnen dynamischen Höhen untereinander. Dabei wurde die wechselnde Tiefenlage der Nullfläche von Station zu Station berücksichtigt.

Das Ergebnis dieses ozeanographischen Nivellements im westlichen Nordatlantischen Ozean und im Golf von Mexiko stellt die dynamische Höhenschichtenkarte dar (Fig. 3). Als auffallendste Erscheinung tritt der steile Anstieg der Meeresoberfläche am Schelfrande gegen den offenen Ozean hervor, der sich auf rund 50 cm beläuft. Hydrodynamisch bemerkenswert sind weiter die Erhebungen im Golf von Mexiko und südlich von Neuschottland. Die dynamischen Isohypsen der Meeresoberfläche sind zugleich Stromlinien des reinen Gradientenstromes unter Vernachlässigung von Reibung und Vermischung. Ihre Drängung ist ein Maß für die Geschwindigkeit.

Es ist hier nicht die Aufgabe, die hydrodynamischen Folgerungen zu diskutieren. Es gilt vielmehr, durch die Berücksichtigung des atmosphärischen Druckfeldes zu einer endgültigen Vorstellung der Topographie der Meeresoberfläche zu gelangen. Das Meer reagiert auf das äußere Druckfeld wie ein umgekehrtes Wasserbarometer. Hoher Luftdruck ist mit niedrigem Wasserstand, niedriger Luftdruck mit hohem Wasserstand verbunden. Der Berechnung der Wirkung des Luftdruckfeldes auf die Meeresoberfläche wird der statische Barometerfaktor — 13.2 zugrunde gelegt. Er besagt, daß einem Luftdruckfall von 1 mm Quecksilber ein Anstieg der Meeresoberfläche von 13.2 mm entspricht. Im offenen Ozean ist dieser theoretische Barometerfaktor angenähert erfüllt. Das beweisen die Untersuchungen der Japaner an kleinen pazifischen Inseln, nach denen sich für die Kurilen und die Bonin-Inseln im Mittel — 13.3 als Faktor ergab. An ausgedehnten Festlandküsten können dagegen infolge des Windstaus merkliche Abweichungen auftreten. Die beobachteten Barometerfaktoren liegen nach einer Reihe von Untersuchungen an deutschen, englischen, amerikanischen und japanischen Häfen zwischen — 7.0 für London und — 32.8 für Aberdeen. Das meteorologische Nivellement kann daher gerade an den Küsten bei der Unkenntnis der lokalen Barometerfaktoren nur eine rohe Vorstellung der Lage der Meeresoberfläche im Druckfeld der Atmosphäre geben.

Für einen Überblick des Anteils, den das atmosphärische Druckfeld an der Topographie der Meeresoberfläche im westlichen Nordatlantischen Ozean besitzt, wurde der Umrechnung des Luftdruckfeldes — 13.2 als Barometerfaktor zugrunde gelegt. Die Karte (Fig. 4) stützt sich dabei im Atlantischen Ozean auf die Darstellung des 25jährigen Jahresmittels des Luftdruckes 1881 bis 1905 von A. Defant. Von etwa 80° W beruht sie auf der Darstellung des 28jährigen Jahresmittels 1873 bis 1899 von F. H. Bigelow. Der schwache Anstieg von den Subtropen nach Norden und Süden erreicht selbst bei dem verhältnismäßig starken Anstieg im Golf von Mexiko kaum 10% des Gefälles, das auf Grund des ozeanographischen Nivellements bestimmt wurde. An der Küste ist die Wirkung des atmosphärischen Druckfeldes zwar ergiebiger, aber größtenteils bleibt sie auch

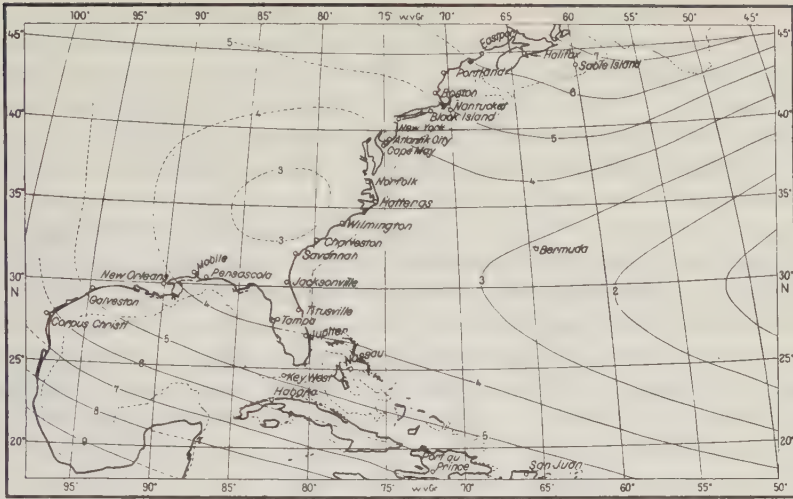


Fig. 4.

Topographie der Meeresoberfläche im mittleren jährlichen Luftdruckfeld 1873—1899
(in cm, relativ zu 766.0 mm Hg = 0.0 cm, Barometerfaktor — 13.2)

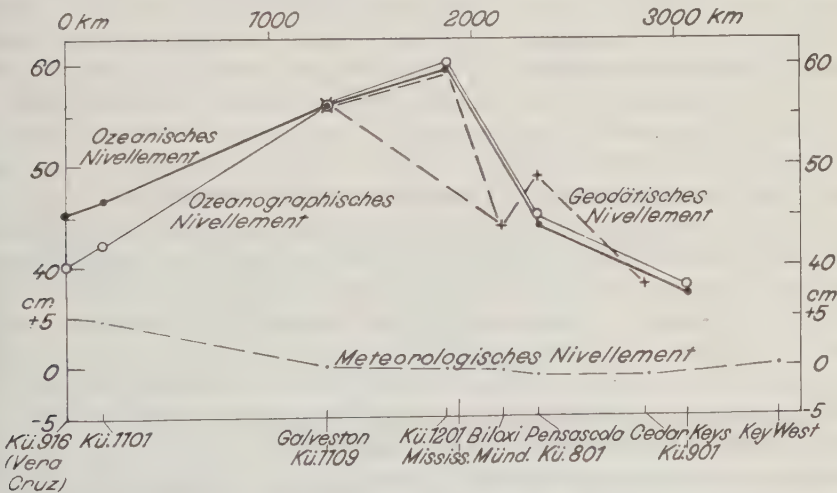


Fig. 5. Lage der Meeresoberfläche an der Küste des Golfs von Mexiko

dort hinter dem ozeanischen Druckfelde zurück. Wenn also die Genauigkeit des meteorologischen Nivellements an den Küsten unter der Unkenntnis der lokalen Barometerfaktoren leidet, so verliert dieser Mangel doch für die Berechnung der endgültigen Lage der Meeresoberfläche an Bedeutung, da das ozeanische Druckfeld überwiegend die Lage bestimmt.

Die hier wiedergegebenen Karten sind in diesem Falle als eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse zu werten. Sie geben kaum eine Vorstellung über das vorliegende spezielle Problem, nämlich über die Lage der Meeresoberfläche längs der Süd- und Ostküste der Vereinigten Staaten auf Grund des ozeanischen Nivellements. Diese Lagerungsverhältnisse der Meeresoberfläche und der Vergleich mit den Ergebnissen der geodätischen Feinnivellements sei im folgenden betrachtet.

Von der Golfküste liegen die Ergebnisse der Präzisionsnivellements des U. S. Coast and Geodetic Survey vor (Fig. 5). Es sind die eingemessenen Mittelwasserwerte von Galveston, Biloxi, Pensacola und Cedar Keys veröffentlicht. Um 18 cm fällt die Mittelwasserfläche von Galveston bis Cedar Keys ab, ein Wert, der nach den Angaben des amerikanischen Geodäten H. G. Avers außerhalb der Fehlergrenze liegt. In dem Diagramm gehen ozeanisches und geodätisches Nivellement von Galveston aus. Die Übereinstimmung in der Höhenlage der Meeresoberfläche, die noch in mehr als 1000 km Entfernung vom Ausgangspunkt erzielt wird, kann man wohl als befriedigend bezeichnen.

Auffallend ist die starke Aufragung der Meeresoberfläche bei dem Kilometer 1900, wie sie auf Grund des ozeanischen Nivellements bestimmt wurde. Geodätisch kann sie nicht belegt werden, da zur Zeit kein eingemessener Mittelwasserwert eines Küstenpegels aus diesem Gebiet vorliegt. Ozeanographisch ist diese Aufragung verständlich. Sie liegt an der Mississippi-Mündung und ist als Folgeerscheinung der Zufuhr leichten Flußwassers anzusehen. Bei statischem Gleichgewicht muß das leichte Flußwasser höher stehen gegenüber dem schwereren Golfwasser. Aus demselben Grunde muß das Ausbreitungsgebiet des Flußwassers als Aufwölbung hervortreten. Die Ausbreitung erfolgt beim Eintritt in den Ozean durch die Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation nach rechts, also westwärts der Mississippi-Mündung. Tatsächlich sind die Bedingungen, die an das Ausbreitungsgebiet geknüpft werden, in jeder Hinsicht erfüllt. *Erstens* erhebt sich das Gebiet westlich der Mündung deutlich um etwa 15 cm gegenüber dem östlich der Mündung. Bei enger gelegten ozeanographischen Schnitten würde dieser Abfall östlich der Mississippi-Mündung wahrscheinlich noch steiler werden. *Zweitens* läßt das ozeanographische Nivellement auf zwei Schnitten, einer östlich, der andere westlich der Mississippi-Mündung deutlich erkennen, wie die Aufwölbung westlich der Mündung nur auf einen schmalen Streifen beschränkt ist entsprechend der Ausbreitungszone des Flußwassers. Im Osten fehlt sie ganz. *Im ganzen ist die berechnete Lage der Meeresoberfläche an der Mississippi-Mündung ein Beispiel dafür, daß das ozeanische Nivellement bis zu einem gewissen Grade die geodätischen Feinnivellements ergänzen kann.*

Derselbe Vergleich zwischen den Ergebnissen des geodätischen und ozeanischen Nivellements läßt sich an der atlantischen Küste vornehmen (Fig. 6). Neun eingemessene Mittelwasserwerte von Küstenpegeln liegen vor, nach denen die Mittelwasserfläche von Süden nach Norden ansteigt. Die gemessene und berechnete Lage ist wieder auf Galveston bezogen. Wenn man beachtet, daß mehr als 3000 km

Küstenlinie vom geodätischen und ozeanischen Nivellement unabhängig voneinander überbrückt worden sind, dann muß die Übereinstimmung wenigstens im Süden, wo die Abweichungen zum Teil kaum 5 cm betragen, befriedigen. Im Norden allerdings treten bedeutende Unterschiede auf, die sich bis auf 20 cm belaufen. Da das atmosphärische Druckfeld nur einen unbedeutenden Einfluß hat — das beweist die Lage der Meeresoberfläche längs der atlantischen Küste auf Grund des meteorologischen Nivellements —, so müssen die Abweichungen im ozeanographischen Nivellement begründet sein.

Wenn man die Eigenarten des ozeanographischen Beobachtungsmaterials in den beiden Beispielen beachtet und zugleich die Besonderheiten der natürlichen

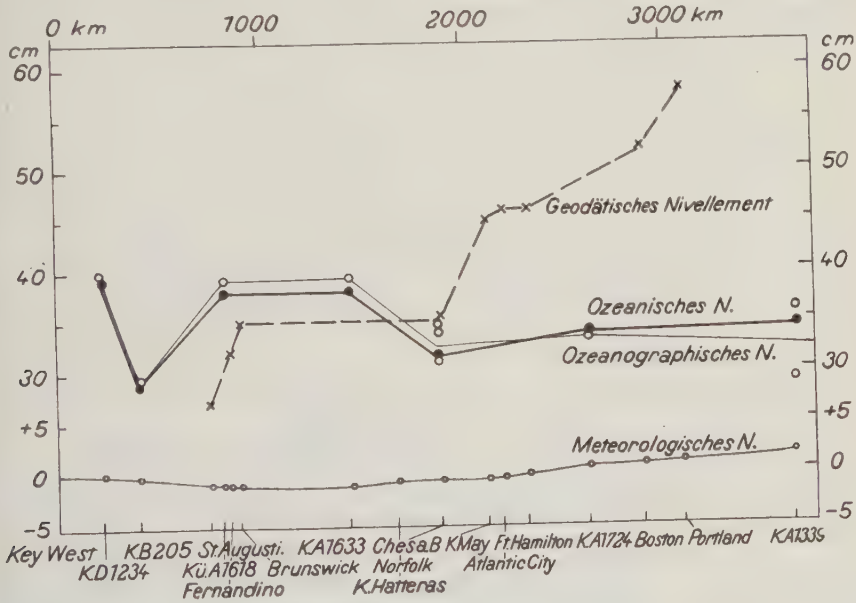


Fig. 6.

Lage der Meeresoberfläche an der atlantischen Küste von U. S. A.

Verhältnisse berücksichtigt, dürften die beträchtlichen Abweichungen verständlich werden, ohne daß die methodischen Grundlagen des ozeanischen Nivellements in Frage gestellt sind. Die Beobachtungen, die den Berechnungen an der atlantischen Küste zugrunde liegen, weichen zeitlich stark voneinander ab. Sie stammen aus verschiedenen Jahren und aus verschiedenen Monaten. Demgegenüber stützt sich das ozeanographische Nivellement im Golf von Mexiko auf die Stationen der amerikanischen „Mabel Taylor“-Expedition, die innerhalb von sechs Wochen im Jahre 1932 gewonnen wurden. Das inhomogene Material an der atlantischen Küste kann zeitliche Abweichungen von verschiedenem Ursprung enthalten, die den mittleren Zustand der Lage der Meeresoberfläche empfindlich stören.

Solche Störungen sind:

1. der jährliche Gang der Höhe der Meeresoberfläche,
2. die Wirkung langanhaltender und
3. die Wirkung kurzer Pulsationen im ozeanischen Stromfeld auf die Lage der Meeresoberfläche.

Wir sind in der Lage, für das Gebiet an der Mündung der Chesapeake-Bucht eine Vorstellung über das Ausmaß des jährlichen Ganges abzuleiten (Fig. 7). Nach vier ozeanographischen Schnitten des amerikanischen Forschungsschiffes „Atlantis“ zwischen der Chesapeake-Bucht und Bermuda, die gleichmäßig über das Jahr 1932 verteilt sind, ergibt sich ein Gang, wie ihn die stark ausgezogene Linie darstellt. Die Amplitude beträgt 12 cm. Der Gang steht in guter Überein-

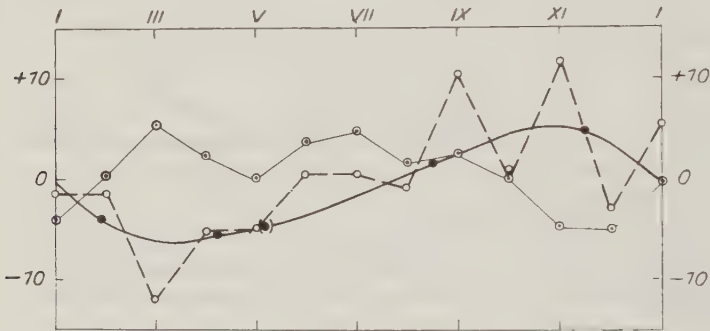


Fig. 7.

Gang der Meeresoberfläche im Jahre 1932 an der Chesapeake-Bucht.

- Nach dem ozeanographischen Nivellement auf Grund von vier „Atlantis“-Schnitten
- Nach dem mittleren monatlichen Luftdruckgang von Norfolk (Barometerfaktor = - 13.2)
- Nach den mittleren monatlichen Wasserständen von Atlantic City

stimmung zu dem Gang der monatlichen Mittelwasserwerte von Atlantic City. Weniger gut paßt der Gang auf Grund der mittleren monatlichen Luftdruckwerte von Norfolk in das Bild hinein. Vermutlich ist der Barometerfaktor von - 13.2 zu hoch.

Die Wirkung langanhaltender Pulsationen im Golfstrom zeigt die Fig. 8. Nach den mittleren monatlichen Wasserständen an zwei atlantischen Häfen liegt der Wasserspiegel im Jahre 1933 bis zum November rund 0.30 Fuß, also etwa 10 cm über dem im Jahre 1932. Als Beweis dafür, daß diese Abweichungen tatsächlich im Zusammenhang mit dem ozeanischen Druckfeld stehen, können die Anomalienkarten der Oberflächentemperaturen für den Herbst derselben beiden Jahre 1932 und 1933 von W. F. McDonald angeführt werden. Danach lagen die Oberflächentemperaturen im Herbst 1933 eindeutig über denen des Vorjahres. Die höheren Temperaturen des Jahres 1933 sind mit geringerer Dichte des Wassers, und das bedeutet mit höherem Wasserstand gegenüber 1932 verknüpft.

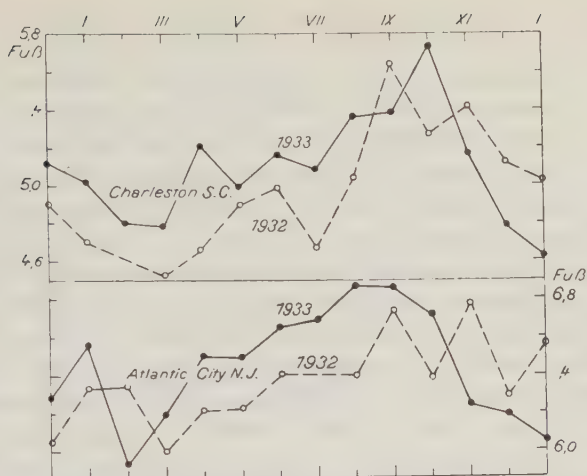


Fig. 8. Mittlere monatliche Wasserstände (in Fuß) von Charleston und Atlantic City 1932 und 1933

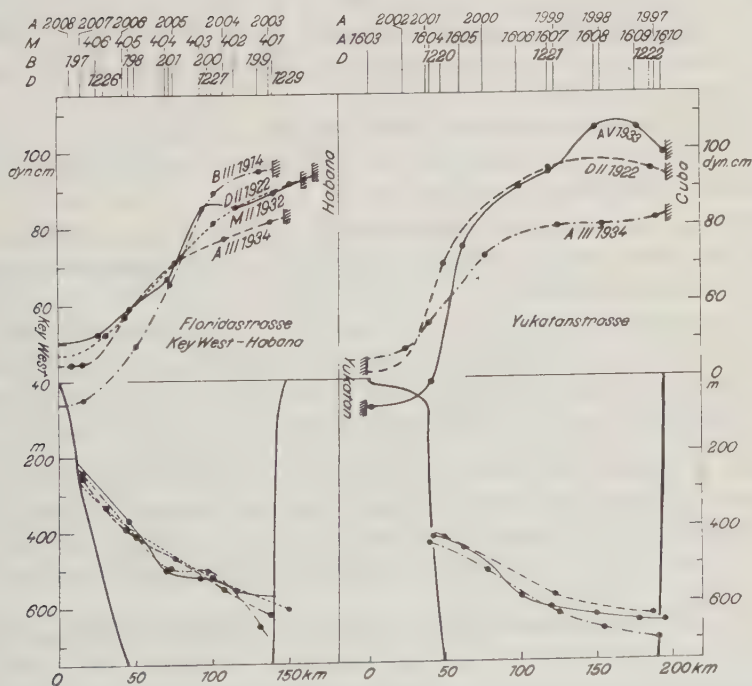


Fig. 9. Lage der Meeresoberfläche in der Florida- und Yukatanstraße, bestimmt mit dem ozeanographischen Nivellement auf Grund von Wiederholungsschnitten.

(A „Atlantis“, B „Bache“, D „Dana“, M „Mabel Taylor“)

Das Ausmaß der Schwankungen infolge kurzer Pulsationen im Golfstrom läßt sich bisher nicht eindeutig klären. Aus der Fig. 9 sind die Schwankungen an der Küste von Florida nach vier ozeanographischen Schnitten zu entnehmen. Sämtliche Schnitte stammen aus den Monaten Februar und März, aber aus verschiedenen Jahren. Die Extreme der Schwankungen an der Küste von Florida erreichen 15 cm. Aus Argumenten des Aufbaus kann man annehmen, daß zum mindesten die Wirkung kurzer Pulsationen des Florida- bzw. Yucatanstromes an diesen Schwankungen neben langanhaltenden beteiligt ist. Das Ausmaß der Wasserstandsschwankungen infolge kurzer Pulsationen wird vermutlich 10 cm erreichen.

Die Größenordnung der drei Störungsfaktoren: des jährlichen Ganges, der langanhaltenden und der kurzen Pulsationen dürfte nach den rohen Schätzungen ungefähr die gleiche sein, minimal etwa 10 cm. Unsere Differenz zwischen den Ergebnissen des ozeanischen und geodätischen Nivellements an der atlantischen Küste von etwa 20 cm bleibt demnach innerhalb der möglichen Abweichung von 30 cm.

Den berechneten Lagen der Meeresoberfläche auf Grund der mehrmals wiederholten Schnitte in der Floridastraße zwischen Kuba und Florida und in der Yucatanstraße (Fig. 9) kann an dieser Stelle ein weiteres Ergebnis entnommen werden. *Im Mittel liegt die Meeresoberfläche an der Küste von Kuba etwa 45 cm über der des amerikanischen Kontinents. Damit ist die Höhenlage von Kuba mit dem ozeanographischen Nivellement an das Festland angeschlossen, was auf geodätischem Wege unmöglich ist.*

Abschließend seien die Grundvoraussetzungen zusammengefaßt, die erfüllt sein müssen, damit das ozeanische Nivellement auch geodätisch brauchbare Ergebnisse liefern kann.

1. Es muß ein möglichst gleichzeitiges ozeanographisches Beobachtungsmaterial den Berechnungen zugrunde liegen, das zum mindesten in wenigen Wochen gesammelt wurde.

2. An der betreffenden Küste dürfen keine starken Gradientenströme vorhanden sein, oder es muß das ozeanographische Beobachtungsmaterial so vollständig sein, daß auch die kurzen Pulsationen, die auf einer langen Küstenstrecke selbst in einem gleichzeitig gewonnenen Material enthalten sind, eliminiert werden können.

Sind diese beiden Voraussetzungen erfüllt, dann kann nach den vorliegenden Ergebnissen das ozeanische Nivellement einen gewissen Ersatz für ein geodätisches Küsten-Feinnivellement liefern. Die gegenseitige Ergänzung der Nivellements verspricht nach den beiden Beispielen an der Golfküste und der atlantischen Küste durchaus fruchtbar zu sein.

Über diese Möglichkeiten hinaus erlaubt das ozeanische Nivellement in bestimmten Fällen Höhenunterschiede zu ermitteln, in denen das geodätische Nivellement naturgemäß versagen muß, nämlich beim Übergang über Meeresstraßen und Ozeane. Der höhenmäßige Anschluß von Kuba an das Festland ist ein Beispiel für diese Möglichkeit.

Über Luftstörungen

Von F. Schindelhauer — (Mit 4 Abbildungen)

Unter Luftstörungen versteht man die schnellen Änderungen des elektromagnetischen Feldes der Erde, welche einen elektrischen Schwingungskreis zu einer gedämpften Schwingung anregen und daher beim drahtlosen Empfang knackende oder brodelnde Geräusche im Telephon oder Lautsprecher verursachen.

Die Herkunft dieser Feldstöße ist noch unbekannt. Sicher ist, daß Blitze ihre Ursache sein *können*, doch wird von manchen Seiten bezweifelt, daß *alle* Luftstörungen auf Blitze zurückgeführt werden müßten. So ist die Vermutung ausgesprochen worden*), daß Ausgleichvorgänge in der Ionosphäre ebenfalls Feldstöße hervorbringen könnten. Da man heute annimmt, daß Blitzentladungen bis in die Ionosphäre hinaufreichen, so kommt beides schließlich auf dasselbe hinaus, nur ist der physikalische Vorgang der Einwirkung noch nicht feststehend. Denn erstens kann man die vertikal von der Ionosphäre zur Erdoberfläche verlaufende Blitzbahn als Antenne ansehen und annehmen, daß von ihr elektromagnetische Wellen ausgestrahlt werden. In diesem Falle kann man die Blitzbahn nach drahtlosen Methoden, z. B. mit einem um eine vertikale Achse drehbar aufgehängten Empfangsrahmen anpeilen. Von zwei verschiedenen Punkten aus könnte man dann den Ort des Blitz einschlags auf der Erdoberfläche anschnitten. Diese Methode würde für den Gewitterwarnungsdienst in der Luftfahrt praktische Bedeutung haben, wenn nachgewiesen wäre, daß die Reichweite der Blitze genügend groß wäre. Zweitens wäre es aber denkbar, daß der horizontale Teil der Blitzbahn, der in der Ionosphäre verläuft — denn hier müssen Ausgleichvorgänge stattfinden — auf den Rahmen wirken könnte. Für letztere Ansicht scheint der tägliche Verlauf der Richtung der Störung zu sprechen. Die Richtung der Störungen zeigt einen sehr regelmäßigen täglichen Gang, der lediglich vom erdmagnetischen Felde abzuhängen scheint. Bei Nacht ist sie magnetisch ostwestlich (Rotation elektrischer Teilchen um die magnetischen Kraftlinien) bei Tage nordsüdlich [Verschiebung elektrischer Teilchen in der Richtung der Kraftlinien**)]. In beiden Fällen muß der Zustand der Ionosphäre einen maßgebenden Einfluß auf die Zahl und Stärke der Luftstörungen haben. Die Ionisation wird hier durch Ultraviolettstrahlung sowohl wie Korpuskularstrahlung der Sonne aufrechterhalten. Es müßte sich also ein sonnentäglicher Gang in den Luftströmungen wiederfinden lassen. Im folgenden wird versucht werden, diesen Gang nachzuweisen.

1. Apparatur. Die Luftströmungen, welche auf einer Frequenz von 10 kHz ($\lambda = 30000$ m) vorkommen, werden in Potsdam laufend aufgezeichnet. Hierzu

*) Schindelhauer: Elektr. Nachr. Techn. 5, 442 (1928); ferner Maurain: Onde électr. 8, 131 (1929).

**) Elektr. Nachr. Techn. 6, 231 (1929); 9, 49 (1931).

dient ein registrierender Peilrahmen, der im wesentlichen mit dem von R. A. Watson Watt konstruierten übereinstimmt*): Eine vertikal aufgehängte Spule wird von einer Uhr dauernd in Umlauf gehalten (eine Umdrehung in 10 Minuten). Die Enden der Spule sind mit einem Kondensator verbunden, so daß ein elektrischer Schwingungskreis entsteht, der auf eine Frequenz von 10 kH abgestimmt ist. (Eine so niedrige Frequenz wurde zum Teil deswegen gewählt, damit kein drahtloser Verkehr mit aufgeschrieben wurde.) Die größte EMK entsteht an den Enden des Peilrahmens dann, wenn die magnetischen Induktionslinien der Störung senkrecht zur Windungsfläche verlaufen. Durch jede Störung wird eine gedämpfte Schwingung im Kreise angeregt. Diese wird in einem Widerstandsverstärker verstärkt, gleichgerichtet und mit einem Weicheiseninstrument von sehr kleiner Schwingungsdauer auf einer Trommel aufgezeichnet, die auf der Achse des Peilrahmens sitzt. Für jede Stellung des Peilrahmens wird so die Anzahl der Störungen pro Zeiteinheit und somit alle 10 Minuten eine Richtungsbestimmung erhalten. Die Papiergeschwindigkeit beträgt etwa 1 mm/sec. Durch dauernde Kontrolle des durch die Röhren fließenden Anodenstroms wird für ausreichende Konstanz des Verstärkungsgrades gesorgt.

2. Material. Die vorliegende Untersuchung des sonnentäglichen Ganges der Luftstörung beruht auf Registrierungen der Jahre 1926 bis 1931. Es handelt sich aber nicht um eine fortlaufende Reihe, sondern es sind große Lücken vorhanden und man kann drei größere Registrierperioden unterscheiden:

1926 November bis 1927 Dezember,
1928 November bis 1929 August,
1929 Oktober bis 1931 Juli,

diese drei Epochen wurden auch getrennt bearbeitet.

Zu jeder vollen Stunde wurde in der maximalen Störungsrichtung die Anzahl der Störungen pro Minute ausgezählt und in Monatstabellen eingetragen. Hieraus wurden in der üblichen Weise Tagesmittel gebildet. Auf diesen Tagesmitteln beruhte dann das weitere Verfahren der Berechnung des sonnentäglichen Ganges. Um aber Fehler durch mangelhafte Konstanz des Verstärkungsgrades möglichst unschädlich zu machen, wurden nicht die Tagesmittel selbst, sondern deren Abweichungen von den Monatsmitteln benutzt. Die Berechnung des solaren Ganges wurde nach genau den gleichen Methoden durchgeführt, die von Peters und Ennis**) auf Erdströme angewendet worden waren. In jedem Monat wurden die fünf am stärksten (oder schwächsten) gestörten Tage herausgesucht, und von ihnen aus eine oder mehrere Sonnenrotationsperioden vorwärts und rückwärts gezählt und die entsprechenden Tageswerte der Luftstörung in Tabellen eingetragen. Dann wurden sämtliche Zahlen für den 1., 2., 3., ..., n -ten Tag vor oder nach den maximalen Störungstagen addiert und gemittelt, so daß man also den mittleren

*) Inst. El. Eng. 64, 596 (1926).

**) Terr. Magn. 31, 37 (1926).

Verlauf der Anzahl der Luftstörungen während eines oder mehrerer Sonnentage vor oder nach einem besonders stark (oder besonders schwach) gestörten Tage erhielt. Diese mittleren Gänge wurden in Kurven eingetragen.

Es hat sich ergeben, daß Ausbreitungsvorgänge offenbar einen großen Einfluß auf das Resultat der Aufzeichnungen haben. Bekanntlich sind die Ausbreitungsverhältnisse für drahtlose Wellen in der Nacht besonders günstig. Auch bezüglich der Richtung der Störung spielen die Nachtwerte, wie schon oben bemerkt wurde, eine besondere Rolle. Nach Sonnenuntergang kehrt die Richtung der maximalen Störung mit großer Regelmäßigkeit wieder in dieselbe Lage zurück, und diese Richtung ist besonders scharf definiert, viel schärfer als am Tage. Deswegen sind neben den aus allen Stunden errechneten auch die unter Fortlassung der Tagesstunden gebildeten Mittel einer gesonderten Berechnung unterzogen und als Nachtstörungen bezeichnet worden.

3. Sonnentäglicher Gang. *a) 1. Umdrehung.* Tagesmittel (Fig. 1). Geht man von dem primären Ausbruch, der einen im mittleren Überschuß von 9.9 Störungen pro Minute zeigt, nach vorwärts weiter, so erfolgt ein schneller Absturz, der am 9. Tage von einem sehr deutlichen Wiederanstieg unterbrochen wird. Dann fällt die Kurve weiter bis zum 15. Tage, wo ein ebenso steiler Anstieg einsetzt. Statt des nun erwarteten *einen* sekundären Ausbruches ergeben sich deren zwei, die deutlich voneinander getrennt sind, und auf die Tage 23 und 29 fallen. Vom 29. Tage an ist wieder steiler Abstieg zu beobachten. Das Hauptmaximum am 29. Tage erhebt sich bis zu 0.9 Störungen pro Minute. Hieraus kann man schließen, daß mit einer Wahrscheinlichkeit von 10 % die Störungsherde auf der Sonne, welche den primären Stoß bewirkt haben, nach einer vollen Umdrehung wiederum wirksam sind.

Geht man vom primären Stoß rückwärts, so ergibt sich wieder das kleine Maximum am 9. Tage, darauf weiterer Abfall bis zum kleinsten Werte am 19. Tage vor dem Hauptstoß. Dann erhebt sich die Kurve wiederum zu zwei sekundären Maximalwerten am 23. und 29. Tage.

Die Ruhewerte der Störungen ergeben ein ähnliches Resultat. (Punktierte Kurven in Fig. 1.) Sie können wegen ihres flachen Verlaufs natürlich nicht ein so genaues Zeitmaß für den Störungszustand geben, man sieht aber, daß die Kurve im allgemeinen entgegengesetzten Verlauf zeigt. Es zeigt sich hier wiederum kein einheitliches sekundäres Minimum, sondern deren mehrere, das erste am 25. bzw. 23. Tage.

Nachtstörungen (Fig. 2). Wenn man annimmt, daß auch auf dem Langwellengebiet nachts die Ausbreitung der drahtlosen Wellen hauptsächlich vermittelt der Ionosphäre stattfindet*), so muß man erwarten, daß die nächtlichen Störungswerte einen besonders guten solaren Gang zeigen werden. Das Ergebnis der Rechnung enttäuscht aber. Zwar ergibt sich wieder das Vorhandensein von

*) Best, Ratcliffe and Wilkes (Proc. Roy. Soc. A 156, 614) weisen Reflexionen der Wellenlänge 18800 m an der Ionosphäre nach. Bei Nacht ist das Reflexionsvermögen besser.

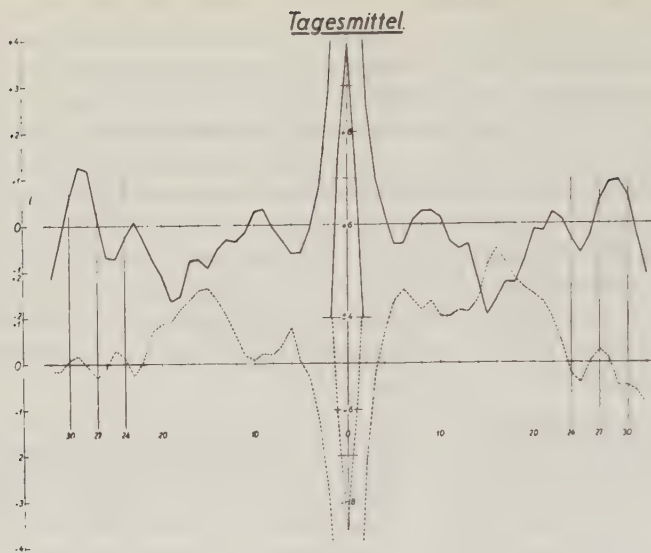


Fig. 1. *Sonnentäglicher Gang der Störungen vor und nach einem positiven (ausgezogenen) und negativen (gestrichelten) Puls, berechnet aus Tagesmitteln.*
Der primäre Puls (am Tage 0) ist abgebrochen worden

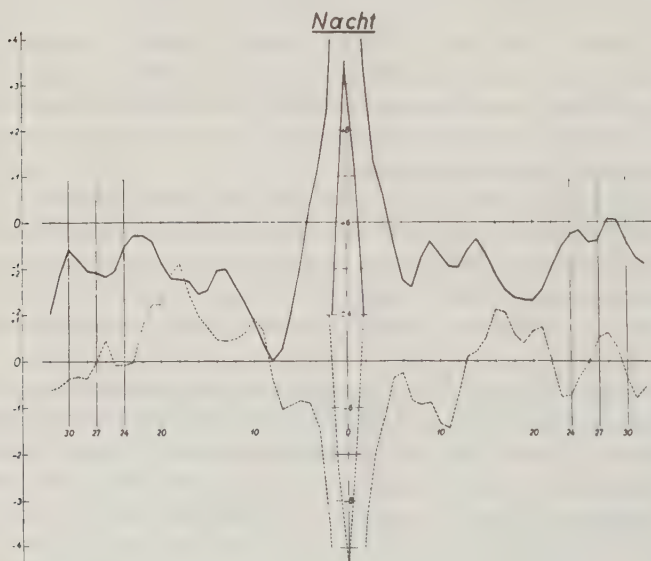


Fig. 2. *Sonnentäglicher Gang der Störungen, berechnet nur aus den nächtlichen Werten der Störungen.* 1. Umdrehung

mehreren Sekundärpulsen, aber nicht so scharf wie bei den Tagesmitteln. In den positiven (ausgezogenen) Werten finden sich nach vorwärts 25 und 28 Tage, nach rückwärts 22 bis 23 und 30 Tage als Eintrittszeiten; in den negativen Werten (gestrichelt) fällt das frühe Minimum auf den 23. bzw. 24. bis 25. Tag.

b) 2. und 3. Umdrehung. Tagesmittel (Fig. 3). Eine genauere Bestimmung der Umlaufzeit ist dadurch zu erreichen, daß man den 3. und 4. Puls nach 2 bzw. 3 Umdrehungen wiederzufinden sucht. Es sind dazu die mittleren Gänge vom 42. bis 67. Tage (zweite Periode) und vom 65. bis 98. Tage (dritte Periode) nach dem primären Puls berechnet worden. In den Kurven findet sich fast immer eine Andeutung für eine Rotationszeit von sehr kurzer Dauer, nämlich 23 bis 24 Tagen. Eine Zusammenstellung sämtlicher gefundener Eintrittszeiten der Extremwerte gibt folgende Tabelle:

	1.			2.				3.			
1. Tag	22	27	29	47	51	60	64	71	81	91	98?
	23		29	45	56	60	66	74	83	90	98?
	25			44	50	59	64	68	79	92	
	23			45	55			76	83	92	
								71			
								76			
Mittel	23	27	29	45	53	60	65	73	81	91	
2. Nacht	25	28	30	48	55	62	64	70	80	92	
	22		31	46	55		65	70	78	90	
	23			44	55			69	82	89	
	25			43	54			75	82	89	
								71	82	93	
Mittel	24	28	30	45	55	62	64	71	81	91	

Diese Ergebnisse lassen darauf schließen, daß mehrere Schichten oder Zonen auf der Sonne mit deutlich verschiedener Umlaufzeit in Tätigkeit sein können:

1. Eine äquatoriale Zone, wahrscheinlich in sehr großer Höhe, die eine synodische Rotationsdauer von 23 bis 24 Tagen hat.

2. Die aus magnetischen Beobachtungen bekannte Zone mit der Rotationsdauer von 27 Tagen.

3. Die von Adolf Schmidt*) entdeckte und von Angenheister**) bestätigte Rotationszeit von 30 Tagen für Störungsquellen auf der Sonne, welche im festen Kern der Sonne vermutet werden.

Außerdem sind Andeutungen dafür vorhanden, daß noch eine Zone mit der Umlaufzeit von 32 Tagen vorhanden ist.

*) Encycl. d. math. Wiss. VI, 1, 10; Erdmagnetismus S. 345.

**) Terr. Mag. 27, 57 (1922).

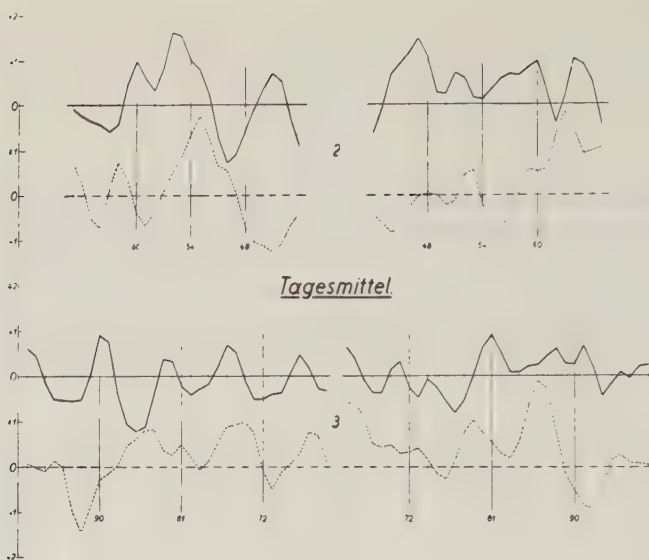


Fig. 3.
Sonnentäglicher Gang der Luftstörungen. Tagesmittel.
2. und 3. Umdrehung nach dem primären Puls

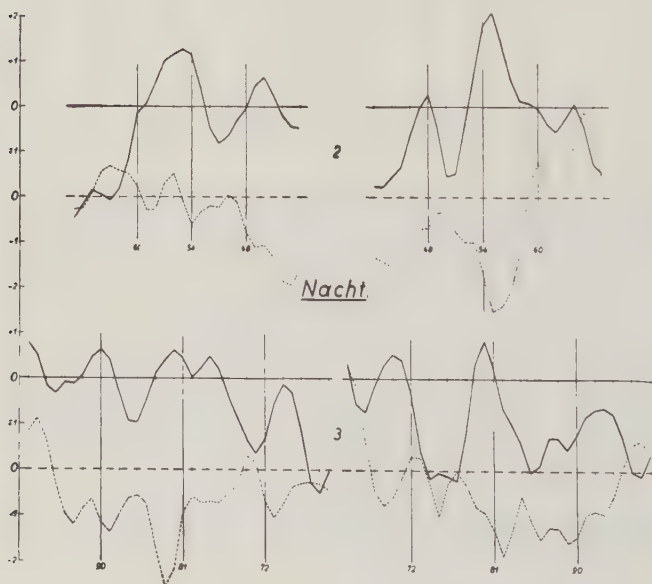


Fig. 4.
Nachtwerte. 2. und 3. Umdrehung nach dem primären Puls

Während die unter 1. und 2. genannten Störungen ihre Phase ständig ändern, weil dauernd alte Störungsherde verschwinden und neue an anderen Orten wieder entstehen, ändern die Störungen 3. ihre Phase nicht, müssen also auf der Sonne als ortsfest angenommen werden. Um nun festzustellen, ob die mit den Luftstörungen erhaltene Periode der Bedingung der Phasenkonstanz genügt, wurde eine Periodogrammanalyse angestellt mit Periodenlängen von $t = 26$ bis $t = 33$ Tage. Dabei ergaben sich die folgenden Amplituden:

$t = 26$	27	28	29	30	31	32	33
$a = 2.4$	4.1	8.4	8.1	8.8	7.4	9.4	5.5

Die Perioden von der Länge $t = 30$ und $t = 32$ Tage haben in der Tat die größten Amplituden, so daß man also annehmen kann, daß die Bedingungen der Phasenkonstanz für sie erfüllt ist. Die Kurvenform ist für $t = 30$ sehr gut sinusförmig, für $t = 32$ dagegen nicht.

Nach diesen Ergebnissen müßte man einen näheren Zusammenhang der Luftstörungen mit magnetischen Erscheinungen erwarten. Ein vorläufiger Versuch, die Luftstörungen mit den magnetischen Charakterzahlen zu vergleichen, hat zu keinem positiven Ergebnis geführt. Wenn man Korrelationskoeffizienten zwischen beiden errechnet, kommt man nur zu sehr kleinen positiven Zahlen. Außerdem scheint eine Phasenverschiebung von 5 Tagen vorhanden zu sein*), die physikalisch schwer erklärt werden kann.

Vorläufig ergibt sich also beim näheren Studium der Luftstörungen eine Reihe von Erscheinungen, die man nur als Ausbreitungserscheinungen, also Einflüsse sekundärer Natur deuten kann. Dazu gehört auch der sonnentägliche Gang der Luftstörungen. Ergebnisse meteorologischer Art, die von praktischer Bedeutung für die Wettervorhersage wären, können erst nach völliger Klärung dieser Ausbreitungserscheinungen erwartet werden. Wahrscheinlich werden sie auf einem höheren Frequenzgebiet in die Erscheinung treten. Deswegen werden in Potsdam laufende Aufzeichnungen der Störungen sowohl auf kurzen Wellen, wie auf mehreren zwischen dem Langwellengebiet, das bisher ausschließlich bearbeitet worden war, und dem Kurzwellengebiet liegenden Wellenlängen in Angriff genommen. Die dem mechanisch registrierenden Peilrahmen anhaftenden Übelstände werden durch eine Kathodenstrahlpeilung beseitigt, welche nicht mehr Integralwerte über die Richtung einer großen Masse von Störungen, sondern die Richtung jedes Individuums aufzeichnet. Dabei wird es möglich sein, auch die Richtungen zu finden, welche bisher durch die breiten Maxima des nach dem Kosinusetz arbeitenden Peilrahmens verdeckt gewesen waren.

Die Arbeiten in Potsdam sind von der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht worden. Sowohl Apparate und Rechenbeihilfen sind ihr zu verdanken. Das Reichsamt für Wetterdienst hat die Durchführung der Versuche an seinem Observatorium Potsdam ermöglicht und gefördert. Beiden bin ich zu größtem Danke verpflichtet.

*) Naturwissenschaften **23**, 500 (1935).

Stand der drahtlosen Meßmethoden

Von **Joseph Kölzer**, Berlin-Grünwald

A. Die drahtlosen Temperatur- und Luftdruckmessungen durch Radiosonden

In einem Aufsatz in der Met. Zeitschr. vom Dezember 1933 habe ich darauf hingewiesen, daß auf dem Gebiet der drahtlosen Temperatur- und Luftdruckmessung mittels sogenannter Radiosonden die Resultate bis dato zu optimistisch beurteilt, daß insbesondere die Fehlerquellen zu wenig unterstrichen würden, und daß für die Praxis gut organisierte Radiosondenaufstiege mit Kontrollmessungen die Forderung des Tages seien.

Ich habe aus den Kreisen der Fachkollegen wiederholt Zustimmungen zu diesen Ausführungen erhalten, die besonders die Fehlergebnisse der Radiosondenaufstiege einer Meteor-Expedition im Auge hatten, und dann den auf der Tagung der Geophysiker und Meteorologen in Hamburg am 1. Oktober 1933 von Herrn Georgi vorgeführten Radiosondenaufstieg, dessen Ergebnis sich hinterher als negativ herausstellte. In den bisherigen Veröffentlichungen kommen die Nachteile der verwendeten Radiosonden zu kurz. Diese Nachteile haben drei Ursachen: Eichschwierigkeiten, Ungenauigkeit infolge ungewollter Frequenzänderungen des Senders und Mehrdeutigkeit des Meßergebnisses infolge Ausfallens von Kontakten bzw. beim Übergang in die Stratosphäre. Den Fachkollegen sind diese Schwierigkeiten bekannt. In dem mir unterstehenden Versuchsfeld wurde den möglichen Fehlerquellen von Anfang an besondere Aufmerksamkeit geschenkt und die von meinem Assistenten Dr. Graw 1931—33 entwickelte Radiosonde mit den inzwischen vorgenommenen Verbesserungen ist in ihren Leistungen meines Wissens bisher noch von keiner Stelle erreicht oder übertroffen worden, besonders, da diese Radiosonde auch wesentlich billiger als die im übrigen gut arbeitende Radiosonde der Askania-Werke ist. Die neueren Arbeiten auf diesem Gebiet beim Reichsamt für Wetterdienst sind noch nicht bekanntgegeben. Wir haben diese Radiosonde, deren Einzelheiten bisher nicht veröffentlicht wurden, vor einiger Zeit mit einer Bedienungsanleitung verschiedenen Dienststellen zur Verfügung gestellt. Die Grundlagen des Aufbaues unterscheiden sich nicht wesentlich von anderen bekannten Radiosonden. Die Überlegenheit besteht in gewissen Anordnungen, durch die oben genannte Fehler praktisch vermieden werden. Die Temperatur wird mittels eines Thermokondensators stetig durch Frequenzmessungen des Senders ermittelt, der Luftdruck punktweise alle 40 bis 50 mm durch Ausschalten des Senders. Es gibt zwei Typen, den sogenannten Troposphärenapparat und den Stratosphärenapparat. Beide Typen unterscheiden sich in erster Linie durch die gewählte Temperaturstufe. Dies ist ein Kernpunkt für die elegante Lösung des Problems, mit der bei uns zwei Fehlerquellen anderer Systeme vermieden wurden, nämlich einmal die Schwierigkeiten, die sich bei der Eichung ergaben, wenn man

den ganzen Temperaturbereich als Funktion der Frequenzänderung wählt und dann die durch ungewollte Frequenzänderungen entstehenden Fehler.

Durch diese Anordnung ist als weiterer Vorteil erreicht, daß die Temperatur als Funktion der Frequenzänderung wesentlich genauer erfaßt wird als nach den bisherigen Methoden. Nach den bisher gewonnenen Erfahrungen kann man mit einer Genauigkeit von $\pm 1/4^{\circ}$ rechnen. Die Anfangswelle ist bei etwa 70 m gewählt worden, durch einen charakteristischen Summertone soll der Sender von anderen auf der Welle arbeitenden Sendern unterschieden werden. Sehr oft werden Fehlmessungen dadurch eintreten, daß die Frequenzänderungen beim Durchgang der Welle durch andere Sender überdeckt werden und dann besonders bei größerer Entfernung die Welle der Radiosonde nicht mehr gefunden wird. Durch besondere Kontrollpunkte der Luftdruckmessung wird erreicht, daß das Meßergebnis dann immer noch eindeutig und auswertbar bleibt, wenn ein Kontaktpunkt ausfällt, was z. B. bei den auf der Meteor-Expedition eingesetzten Radiosonden *nicht* der Fall war. Bisher wurden insgesamt etwa 60 Radiosondenaufstiege maximal bis in Höhen von 18000 m durchgeführt, und zwar 14 Aufstiege im Versuchsstadium mit wechselnden Höhen bis zu 5000 m; von den übrigen erreichten 14 eine Höhe von 5000 bis 10000 m, etwa 30 eine Höhe von 10 bis 15000 m und 2 über 15000 m. Hierzu kommt, daß die Höhen durch den praktischen Zweck begrenzt werden, aber ohne Schwierigkeiten durch bestimmte Maßnahmen (z. B. größere Piloten und stärkere Batterien) gesteigert werden können. (Im Anschluß hieran wurden einige Meßergebnisse mit Kontrollmessungen gezeigt.)

B. Die drahtlose Windmessung

Über das Prinzip der drahtlosen Windmessung habe ich zusammen mit Herrn Möller im Augustheft 1933 der Met. Zeitschr. berichtet. Diese Methode hat uns im Anfang fast noch mehr Kummer und Enttäuschungen bereitet als die drahtlose Luftdruck- und Temperaturmessung. Etwa erst seit Oktober 1935 sind die Messungen zufriedenstellend ausgefallen. Die *Peilsender* haben in ihrer Entwicklung eine Reihe von Stufen durchgemacht, im Sommer 1935 wurden sogenannte Batteriesender von etwa 1400 g Gewicht verwendet. Die weiteren Verbesserungen haben gegenwärtig zu einem Gerät geführt, das bei 550 g Gewicht noch auf Entfernungen bis zu 40 km aufgenommen werden kann. Die hauptsächlichsten Schwierigkeiten, welche sich bei der drahtlosen Windmessung herausstellen, sind folgende: Streuungen in der Peilrichtung, hervorgerufen durch Pendelungen, welche einmal Mißweisungen verursachen, das andere Mal Frequenzschwankungen des an einem Pilotballon aufgehängten Gerätes einschließlich Antenne, ferner noch allgemeine Störungen durch Fernsender, die auf der gleichen Wellenlänge wie der Peilsender liegen. Es ist gelungen, durch systematische Versuche vorgenannte Fehlerquellen auf ein Minimum zu reduzieren. Eine weitere wichtige Rolle spielte hierbei die Wahl des Peilsystems, die mit besonderer Sorgfalt ausgeführt werden mußte. Die drahtlose Windmessung wird bei uns durch den Vierfachanschnitt verfolgt, wobei jedoch aus peiltechnischen Gründen eine Meßstelle in der Regel ausfällt. Ich kann

behaupten, daß die seit März regelmäßig ausgeführten Windmessungen bis auf verschwindende Ausnahmen zuverlässige Ergebnisse zeigten. Diese Behauptung gewinnt dadurch an Beweiskraft, daß bei uns bei jeder sich bietenden Gelegenheit die drahtlosen Windmessungen gleichzeitig optisch mit Dreifachanschnitten kontrolliert wurden. Bis Anfang Oktober 1936 sind insgesamt 75 Peilwindmessungen ausgeführt worden, hiervon dienten 18 teils der Klärung technischer Fragen, teils wurden sie als Vorversuche nicht ausgewertet. 3 Messungen blieben unter 5000 m. Sie fallen hauptsächlich in die Jahre 1934/35. Von den übrigen Messungen waren 4 Fehlergebnisse, deren Ursache auf mechanische Störungen zurückzuführen ist. 9 Messungen erreichten eine Höhe von 5000 bis 7000 m Höhe, 25 eine Höhe von 7000 bis 10000 m und 16 erreichten eine Höhe von über 10000 m. Die größte auswertbare Höhe betrug 12500 m. (Im Anschluß wurden vom September 1936 drei Peilwindmessungen bis in große Höhen mit gleichzeitiger optischer Kontrolle gezeigt.) Die Entwicklung hat bei uns nacheinander erst die Radiosonde, dann das drahtlose Windmeßverfahren zum Abschluß gebracht. Die weiteren Arbeiten, die bereits eingeleitet sind, erstreben die Vereinigung beider Geräte. Außerdem ist ein Registrierverfahren bei der drahtlosen Windmessung an Stelle der bisherigen alleinigen Beobachtung in Erprobung, wodurch sich an jeder Peilmeßstelle die Bedienung von 2 auf 1 Mann verringert.

Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in engen Spektralbereichen

(Aus dem Meteorolog. Observatorium Potsdam des Reichsamts für Wetterdienst)

Von **F. Albrecht**, Potsdam — (Mit 6 Abbildungen)

Apparatur. Elektrische Nullpunktversetzung. Filterkonstanten. Besprechung der Beobachtungen.

Über eine Methode der Filterung der Sonnen- und Himmelsstrahlung mit einer Anzahl von Glasfiltern bekannter Durchlässigkeit wurde bereits im Jahre 1935 berichtet¹⁾. Das Ziel der damaligen Untersuchungen war die Aufstellung einer Strahlungsbilanz der Atmosphäre und die Ermittlung der Spektralverteilung der Himmelsstrahlung. Bei diesen Untersuchungen wurde das Spektrum der Sonnen- und Himmelsstrahlung durch Schottsche Filtergläser im Sichtbaren und im Ultraviolett in vier bis sechs Spektralbereiche unterteilt. Die Untersuchungen ließen eine noch weitergehende Aufteilung des Spektrums und eine Steigerung der Empfindlichkeit der Meßmethode als wünschenswert erscheinen. Dies wurde im Jahre 1936 durchgeführt.

Die Meßanordnung war die gleiche, wie sie für die früheren Messungen benutzt wurde (Fig. 1). Für die Messung der Himmelsstrahlung ist das Solarimeter von

einem Ring R umgeben, der die horizontnahe Strahlung bis 65 Grad Zenitdistanz abschirmt. Dieser Ring ist oben mit einer Platte aus dem Uviolklarglas UBK 5 der Firma Schott u. Gen. von 5 mm Stärke und $12 \times 12 \text{ cm}^2$ Fläche abgedeckt, wodurch der Gang des Nullpunktes weitgehend beruhigt wird²⁾. Auf die Klar-
glasplatte werden die eigentlichen Filtergläser in gleichen Flächenabmessungen aufgelegt. Alle Messungen der Himmelsstrahlung finden bei Beschattung des Solarimeters gegen die direkte Sonnenstrahlung statt, die durch den Schirm $Schi$ bewirkt wird. Zur Ergänzung der Messungen der von oben einfallenden Himmelsstrahlung ist auch eine Filterungsmöglichkeit allein der horizontnahen Strahlung unter Abdeckung der mit dem Ring gemessenen Strahlung vorgesehen und wurde gelegentlich verwendet. Die Filterung der Sonnenstrahlung erfolgt nach Abnahme des Ringes durch Ersatz des Schirmes durch gleich große Filterglasplatten, die von der Strahlung demnach senkrecht durchsetzt werden.

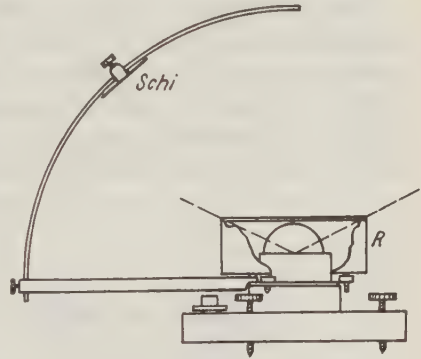


Fig. 1. Solarimeter mit Filterplatte zur Messung der Himmelsstrahlung

Eine außerordentliche Erhöhung der Empfindlichkeit der Ablesungen wurde im Jahre 1936 durch Verwendung eines transportablen Spiegelgalvanometers erreicht. Es wurde das Multiflexgalvanometer von Dr. B. Lange, Berlin-Steglitz, benutzt, das bei einer Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-8} \text{ Amp./mm}$ einen inneren Widerstand von 50 Ohm hat. Es genügt allen Anforderungen, die man an ein leicht transportables hochempfindliches Meßgerät billigerweise stellen kann und läßt sich unter Verwendung eines Licht-

schachtes zur Ablesung auch in grellem Sonnenlicht ohne Schwierigkeit verwenden. Zur vollen Ausnutzung der hohen Empfindlichkeit des Meßinstrumentes im feldmäßigen Gebrauch wurde eine Kompensationsschaltung entwickelt, die auf eine einfache Weise eine

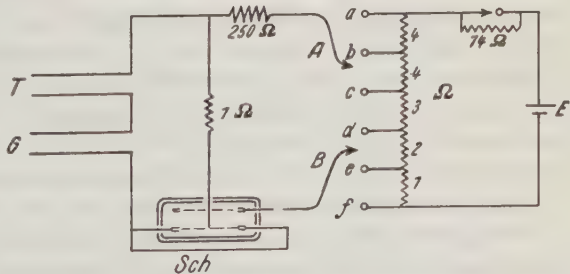


Fig. 2. Elektrische Nullpunktversetzung

Verschiebung des Nullpunktes des Instrumentes um etwa $\frac{3}{4}$ der Skalenlänge nach der Seite des geringeren Ausschlages hin ermöglicht. Hierdurch gelingt es, im Bedarfsfalle Ausschläge bis zum Zehnfachen der Skalenlänge ohne Verminderung der Empfindlichkeit abzulesen. Erst mit dieser Anordnung konnte eine Messung der

Differenz der Durchlässigkeiten von zwei nahezu vollständig durchlässigen Gläsern unter Ausnutzung der vollen Empfindlichkeit des Instrumentes durchgeführt werden, ohne daß hierzu zwei sich kompensierende Thermosäulen erforderlich werden. Die Schaltung dieser elektrischen Nullpunktversetzung ist in Fig. 2 dargestellt. In dem Kreis der Thermosäule *T* und des Galvanometers *G* ist ein Widerstand von 1 Ohm eingeschaltet. An diesen Widerstand kann über einen Vorschaltwiderstand von 250 Ohm durch Einstecken der beiden Stecker *A* und *B* in die Buchsen *a* bis *f* eine stufenweise veränderliche Spannung angeschaltet werden, die der von der Thermosäule gelieferten entgegengesetzt gerichtet ist. Die Stufenwiderstände sind zur Vermeidung aller störenden Kontaktschwierigkeiten ununterbrochen hintereinander geschaltet und liegen im Kreise eines Trockenelementes *E*. Sie sind so berechnet, daß eine Verschiebung um $\frac{3}{4}$ Skalenlänge an dem Multiflexgalvanometer durch Änderung des Stufenwiderstandes um 1 Ohm erreicht wird, wenn 14 Ohm als Zusatzwiderstand in den Kreis des Elementes eingeschaltet sind. Zur Erzielung größerer Stufen bei unempfindlicheren Galvanometern kann dieser

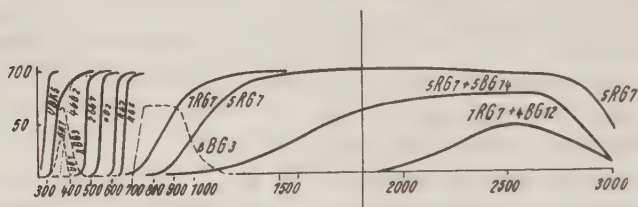


Fig. 3. Durchlässigkeiten der benutzten Filtergläser in $m\mu$

Vorschaltwiderstand kurzgeschlossen werden. Es ist leicht ersichtlich, daß ein Einstecken der Stecker *A* und *B* in *e* und *f* den Spannungsabfall an 1 Ohm, in *d* und *e* an 2 Ohm, in *c* und *e* an 5 Ohm usw. als Gegenspannung im Galvanometerkreis entstehen läßt. Der Schalter *Sch* dient zum Ausschalten der Gegenspannung an dem Widerstand im Thermosäulenkreis, ohne daß die Abschaltung des Elementes *E* erforderlich wäre. Da die Widerstände an den Steckbuchsen genau abgeglichen sind, genügen zwei gelegentliche Bestimmungen der Nullpunktverschiebung, die eine Stufe von 1 Ohm bewirkt am Anfang und am Ende der Meßreihe, um den Kompensationseffekt für die ganze Meßreihe quantitativ genau festzulegen.

Die Meßmethode wurde an diese empfindliche Beobachtungsanordnung dadurch angepaßt, daß nur die Differenzen zwischen den Ausschlägen zweier in ihren Absorptionskanten aufeinanderfolgenden Filtern bestimmt wurden. Die Reduktion der so abgelesenen Filterdifferenzen erforderte naturgemäß große Sorgfalt. Hierzu wurde außer dem von der Firma Schott u. Gen. ihren Gläsern mitgegebenen Prüfschein, der erfahrungsgemäß schon ziemlich zuverlässig ist, auch die gegenseitige Kontrolle der Filter in ihren langwelligen Durchlässigkeitsgebieten herangezogen. Es war dies besonders deswegen erwünscht, weil in einigen Fällen ziemlich große Filterstärken benutzt werden mußten. Wichtige Aufschlüsse ergaben auch

die Messungen der Strahlungsintensität mit Glühlampen. In der Fig. 3 sind die spektralen Durchlässigkeitskurven der benutzten Filter wiedergegeben und in Tabelle 1 die Daten der benutzten Filterkombinationen zusammengestellt, die das gesamte Sonnenspektrum in zehn Hauptspektralbereiche aufteilen.

Tabelle 1

Gebiet	Filterkombination	Grenzen m μ	Breite m μ	Korr.	Reduktions- faktor R	Umrech- nungszahl $= R \cdot \frac{100}{\lambda}$
1	1 GG 1 — 4 GG 2	336— 384	48	— 0.01 · (8)	$\frac{90}{75} = 1.20$	2.50
1 a	5 UG 1	346— 383	37		$\frac{100}{39} = 2.565$	6.92
1 aD		346— 383	37		$\frac{65.0}{20.7} = 3.14$	8.49
2	4 GG 2 — 2 GG 7	384— 480	96	— 0.06 · (8)	$\frac{100}{93} = 1.076$	1.12
3	2 GG 7 — 1 OG 2	480— 548	68	+ 0.05 · (8)	$\frac{100}{95} = 1.052$	1.55
4	1 OG 2 — 1 RG 2	548— 622	74		$\frac{100}{98} = 1.021$	1.38
5	1 RG 2 — 1 RG 5	624— 662	38		$\frac{100}{93} = 1.076$	2.83
6	1 RG 5 — 1 RG 7	660— 900	240		$\frac{100}{91} = 1.099$	0.46
7	1 RG 7 — 5 RG 7	800—1080	280		$\frac{98}{52} = 1.88$	0.674
7 D		850—1170	320		$\frac{96}{52} = 1.85$	0.576
7 a	1 RG 7 + 8 BG 3	805—1025	220	$1.09 \cdot$	$\frac{100}{42} = 2.58$	1.18
7 aD		810—1020	210	$1.09 \cdot$	$\frac{100}{36} = 3.03$	1.44
8	5 RG 7 — (5 RG 7 + 5 BG 14)	965—1680	715		$\frac{67}{57} = 1.17$	0.164
8 D		990—1750	760		$\frac{63.5}{55.0} = 1.15$	0.152
9	5 RG 7 + 5 BG 14	1330—2330	1000	$1.09 \cdot$	$\frac{35.0}{17.8} = 2.14$	0.214
9 D		1390—2400	1010	$1.09 \cdot$	$\frac{32.5}{16.3} = 2.17$	0.214
10	1 RG 7 + 4 BG 12	2080—2730	650	$1.09 \cdot$	$\frac{14.0}{5.5} = 2.78$	0.428
10 D		2140—2740	600	$1.09 \cdot$	$\frac{13.0}{4.6} = 3.09$	0.515

Die von diesen Filtern erfaßten Spektralbereiche sind aus der Fig. 4 zu ersehen. Bei der Berechnung der Filterdurchlässigkeiten wurde ein vereinfachtes Sonnenspektrum zugrunde gelegt, dessen Intensität von 295 bis 400 m μ linear ansteigt, von 400 bis 1000 m μ eine gleichbleibende Intensität aufweist und von 1000 m μ

nach längeren Wellen nach der Funktion $e^{-1.386 \cdot \lambda}$ (λ in μ) abfällt. Die Wirkung der Abweichungen aller tatsächlich möglichen Spektren von Sonne und Himmel von diesem vereinfachten spektralen Intensitätsverlauf wurde untersucht, erwies sich aber wegen der bereits ausreichenden Unterteilung des sichtbaren Spektralbereiches als nicht erheblich.

Aus der Beschreibung der Apparatur geht hervor, daß bei der Filterung der Sonnenstrahlung die Filterplatten senkrecht von der Strahlung durchsetzt werden,

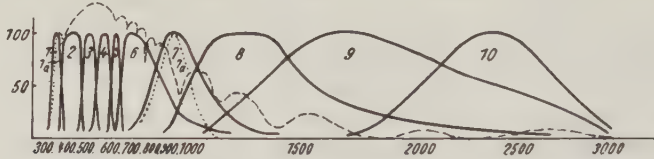


Fig. 4. Aufteilung des Sonnenspektrums in 10 Filtergebiete.
Wellenlängen in $m\mu$

während bei der Himmelsmessung eine diffus von allen Seiten einfallende Beleuchtung besteht. Dies hat zur Folge, daß die Filterglasplatte von dem Haupteinstrahlungsgebiet, das bei einem völlig gleichmäßig diffus strahlendem Himmel unter einem Einstrahlungswinkel von 45 Grad einwirken müßte, mit einer wesentlich größeren Schichtdicke durchsetzt wird. Unter Berücksichtigung der Reflexionserscheinungen an der ebenen Glasplatte läßt sich für eine gleichmäßig über den

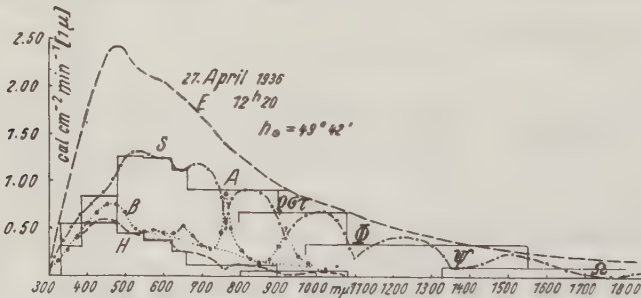


Fig. 5. Strahlungsbilanz der Atmosphäre bei klarem Himmel

Himmel verteilte diffuse Strahlung ein mittlerer Einfallswinkel von 53 Grad gegen die Horizontale oder 37 Grad gegen den Zenit errechnen, was einer Schichtdicke von 1,25 entspricht. Eine genauere Betrachtung der bei dieser Art Filterung auftretenden Erscheinungen zeigt, daß die Dickenänderung der Gläser durch den verschiedenen Strahleneinfall bei allen Differenzen zwischen Filtergläsern mit einigermaßen scharf abschneidenden Kanten nur eine Parallelverschiebung des Durchlässigkeitsgebietes nach dem Langwelligen um einige $m\mu$ zur Folge hat, wodurch die Umrechnungszahlen nicht geändert werden. Dagegen wird natürlich bei stärkeren Gläsern, die auch in ihrem Durchlässigkeitsgebiet absorbieren, eine zum

Teil erhebliche Änderung der Umrechnungszahl eintreten. Für solche Filtergebiete sind in der Tabelle 1 zwei Datenreihen aufgeführt, von denen die mit „I“ bezeichneten sich auf die Filterung der Himmelsstrahlung mit den Plattenfiltern beziehen.

Als Beispiel einer mit diesen Filtern aufgenommenen Meßreihe ist in Fig. 5 eine mit diesen Filtern beobachtete Stufenkurve der Sonnen- (S) und der Himmelsstrahlung (H) in Abhängigkeit von der Wellenlänge wiedergegeben. Überlegungen über die Strahlungsbilanz, die unter Hinzunahme der extraterrestrischen Strahlung (E) erfolgen können, ließen sich erst dann mit Erfolg anstellen, als die wichtigsten Absorptionsbanden des Wasserdampfes ($\rho\sigma\tau$, Φ , Ψ und Ω) und des Sauerstoffs (A) den mutmaßlichen Intensitäten entsprechend eingetragen wurden. Die daraus abzuleitende Darstellung des an der Erdoberfläche zu beobachtenden gesamten Strahlungsverlustes B wies dann außer diesen Banden auch die Chappuis-Bande des Ozons auf.

Im übrigen war entsprechend den schon in der ersten Arbeit auf diesem Gebiet gemachten Erfahrungen die Spektralverteilung sowohl der Himmelsstrahlung als auch der Luftreflexstrahlung der verschiedenen Meßreihen nahezu gleich und ihre Gesamtintensitäten der dort abgeleiteten Formel entsprechend.

Von Interesse erschien auch eine Berechnung der Werte des Ängströmschen Trübungskoeffizienten β aus den Intensitätsmessungen der direkten Sonnenstrahlung für die einzelnen Spektralbereiche. In der Tabelle 2 ist eine Zusammenstellung einiger dieser Werte für die Gebiete 2 bis 5 gegeben, die nach der von

Tabelle 2

1936	Zeit	$m\mu$ 384	480		548	623	662
			β		4	5	
		M	2	3			
April 27	12h 20	1.30	0.125	0.115	0.115	0.17	
Mai 18	12 25	1.19	0.12	0.09	0.09	0.13	
„ 19	13 25	1.25	0.145	0.08	0.09	0.15	
Juni 17	15 40	1.59	0.14	0.15	0.12	0.11	
„ 18	16 25	1.85	0.09	0.08	0.15	0.07	

Hoelper³⁾ für den Wellenlängenbereich 400 bis 650 $m\mu$ vorgeschlagenen Methode ermittelt wurden. Der Exponent von λ wurde hierbei nach Ängström zu 1.3 angenommen. Die Tabelle zeigt Streuungen, deren Ursache erst nach Sammlung eines größeren Meßmaterials nachgegangen werden kann. Es ist zu vermuten, daß hierbei auch der Ozongehalt der oberen Luftmassen auf das Messungsergebnis einwirkt, da die Filtergebiete 3 bis 5 in den Chappuis-Banden liegen. Nach den über die Ozonabsorption in diesem Spektralgebiet vorliegenden Daten müßte gerade dieses Wellenlängenbereich von der Ozonabsorption ziemlich gleichmäßig betroffen werden.

Völlig heraus fallen die in analoger Weise berechneten β -Werte des Spektralgebietes 1 um 350 $m\mu$, das sich annähernd mit dem Spektralgebiet „UV A“ der

Ultraviolettforſchung deckt. Andererſeits kann gerade dieſes Spektralgebiet durch zwei voneinander völlig unabhängige Filterkombinationen mit ſicher ausreichender Schärfe erfaßt werden. In dieſem Spektralgebiet ſteht einer unverhältnismäßig großen direkten Sonnenſtrahlung eine unerwartet geringe Intensität der Himmelsſtrahlung gegenüber. Dieſer Befund wurde bereits aus dem früheren Material erſchloſſen, bedurfte aber, da er nur mit einem Filter (5 UV 1) und mit einem ziemlich unempfindlichen Galvanometer beobachtet worden war, der Beſtätigung durch die vorliegenden Meſſungen. Es dürfte nunmehr experimentell beſtätigt ſein, daß im langwelligen Ultraviolett die Ängſtrömsche Zerſtreuungsformel nicht mehr anwendbar iſt, weſhalb auch Hoelper ſeine Methode auf das Gebiet $> 400 \text{ m}\mu$ beſchränkt hat. Dieſe Tatsache entſpricht dem von Götz als „Umkehr-effekt“ bezeichneten Vorgang. Zur Aufklärung der hier obwaltenden Verhältnisse erſcheinen neben einer Sammlung von weiterem Beobachtungsmaterial vor allem theoretiſche Unterſuchungen erforderlich. Sie ſind an dem durch Filtermeſſungen geſammelten Material beſonders ausſichtsreich, weil ſowohl das Spektrum des direkten Sonnenlichtes als auch des geſtreuten Lichtes beobachtet wird.

Einen unmittelbaren praktiſchen Wert hat die hier mitgeteilte Methode der Filterunterſuchungen für die Sonnen- und Himmelsphotometrie mit Alkalizellen

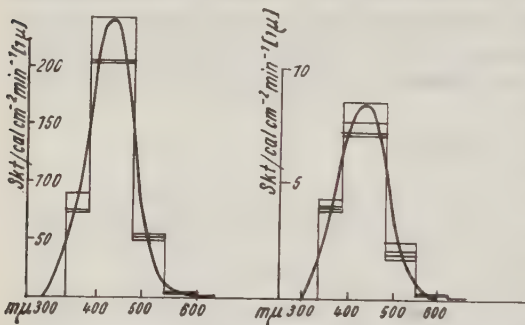


Fig. 6. Empfindlichkeitsbeſtimmung einer K-Zelle

in Wellenlängen über $330 \text{ m}\mu$. Denn mit ihr iſt ein unmittelbarer Anſchluß der Zellen im Betrieb an kalorimetriſche Meßgeräte in hinreichend engen Spektralgebieten möglich, wobei die Zellen unter ihren normalen Betriebsbedingungen arbeiten können. Die an mehreren Kaliumzellen des Obſervatoriums durchgeführten Beſtimmungen der ſpektralen Empfindlichkeit ergaben die erwarteten Ergebniſſe.

In Fig. 6 iſt das Empfindlichkeitſpektrum der für Einzelbeobachtungen hauptſächlich verwandten K-Zelle des Obſervatoriums links für Sonnenſtrahlung, rechts für Himmelsſtrahlung unter Milchglas nach derartigen Meſſungen dargeſtellt.

Auch die Spektralverteilung von Lampenſtrahlungen wurde nach dieſer Methode gemeſſen und gerade durch dieſe von atmöſphäriſchen Beeinfluſſungen freien Unterſuchungen wichtige Feſtſtellungen für die endgültige Feſtſetzung der Filterreduktionen gewonnen.

Bei allen Unterſuchungen unterſtützte mich Herr Tákács, Budapest, der ſich im Jahre 1936 zur Ausbildung in Potsdam aufhielt. Er übernahm den größten Teil der umſtändlichen Rechenarbeiten. Eine ausführliche Veröffentlichung über die hier behandelten Unterſuchungen erfolgt gemeinſam mit ihm in Gerlands Beiträgen zur Geophyſik.

Literatur

- ¹⁾ F. Albrecht: Met. Zeitschr. 1935, S. 454.
- ²⁾ Vgl. z. B. Kleinschmidt: Handb. d. met. Instr. S. 163.
- ³⁾ Hoelper: Sitzungsprotokoll der Internationalen Strahlungskommission 1936.
- ⁴⁾ Vgl. Linke: Met. Taschenbuch, Teil II, Tabelle 77, S. 303.
- ⁵⁾ Vgl. Linke: Met. Taschenbuch, Teil II, S. 306.
- ⁶⁾ Götz: Met. Zeitschr. 1934, S. 472.

Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre

Von R. Penndorf, Leipzig — (Mit 6 Abbildungen)

Es werden die Ergebnisse neuer theoretischer Untersuchungen über den Einfluß des Ozons auf die vertikale Temperaturverteilung mitgeteilt. Das Ozon heizt die Atmosphäre zwischen 35—50 km Höhe und führt zu Temperaturen von etwa 300° K. Der Kühlungseffekt infolge Schwarzstrahlung beträgt bei 300° K in 50 km Höhe nur $\frac{1}{10}$ des Heizungseffektes. Im Sommer ist die Stratosphäre in 20 km Höhe über der Arktis viel wärmer als über Mitteleuropa, was zu Winden mit östlicher Komponente Anlaß gibt; im Winter herrschen auch in diesen Höhen Westwinde. Auf diese Weise ist der Ost-West-Effekt zu erklären.

Seit der Durchführung der großen Oldebroeksprengung im Dezember 1932 und den sehr ausführlichen Veröffentlichungen und Diskussionen³⁾, ist es in Deutschland um das Problem der anomalen Schallausbreitung ganz still geworden. Dagegen sind in den letzten Jahren in England von Whipple zahlreiche Versuche über die anomale Schallausbreitung mit Hilfe von Abschüssen schwerer Schiffsgeschütze durchgeführt worden^{2) 4)}.

Dieser Stillstand ist keineswegs gerechtfertigt, weil die Frage der Entstehung des anomalen Schalles durch diese Arbeiten nicht eindeutig und endgültig geklärt werden konnte.

Fast allgemein wird das Phänomen des anomalen Schalles durch die Annahme erklärt, daß in der Höhe, in der sich die Schallstrahlen umbiegen oder in der sie reflektiert werden, etwa Erdbodentemperaturen herrschen. Rechnungen ergaben, daß diese warme Schicht ungefähr in 40 km Höhe liegen muß; genaue Zahlenrechnungen leiden immer unter der großen Schwierigkeit Wind- und Temperatureinfluß gleichzeitig in Rechnung zu setzen, weil das aerologische Material völlig unzureichend ist. Da jetzt aber ein sehr dichtes Netz guter aerologischer Stationen besteht, wäre bei neuen Sprengversuchen mit wesentlich besserem aerologischen Material zu rechnen.

Zur Erklärung der hohen Temperaturen in 50 km Höhe war von verschiedenen Seiten das Ozon verantwortlich gemacht worden, doch basieren die Annahmen (1, S. 195) alle auf alten, falschen Ozonangaben. Nachdem wir jetzt über das Ozonproblem verhältnismäßig gut Bescheid wissen^{1) 2)}, entsteht die Frage, ob die Existenz einer Ozonschicht eine Erklärung der anomalen Schallausbreitung liefern kann, und ob sie zur Lösung des Problems beitragen kann. Es liegen heute zwei

Untersuchungen^{1) 2)} über den Einfluß des Ozons auf die vertikale Temperaturverteilung vor, und ich will darüber berichten, was diese Ergebnisse zur Erklärung der anomalen Schallausbreitung beitragen.

Wir kennen die vertikale Ozonverteilung sehr genau (Fig. 1), denn die Messungen von Götze, Meetham und Dobson in Arosa und Tromsö nach dem Götzeffekt, und die direkten Messungen Regeners stimmen sehr gut überein. Beide Methoden liefern das Maximum des Ozongehaltes in 20 bis 25 km Höhe.

Aus Fig. 1a ersehen wir zunächst einmal, wie das Ozon verteilt ist. Dabei ist als Abszisse der Gehalt einer Schicht von 1 km Mächtigkeit aufgetragen. Übereinstimmend zeigen alle drei Messungen, daß über 50 km Höhe kaum ein nennenswerter Anteil vorhanden ist, daß in Arosa in etwa 25 km, in Tromsö in 20 km die Schicht maximalen Ozongehaltes liegt. Der Schwerpunkt, d. h. die

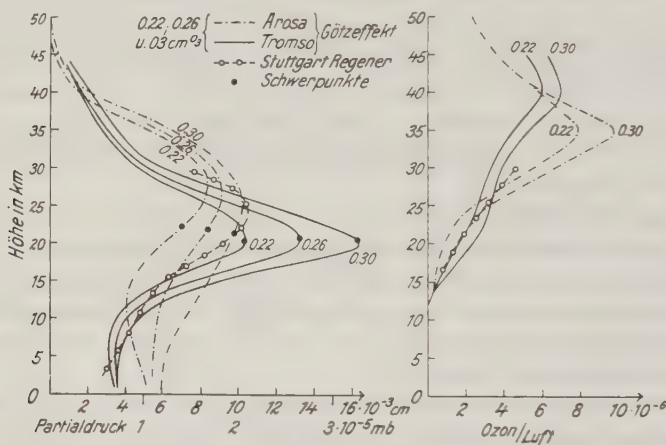


Fig. 1. Vertikale Ozonverteilung

mittlere Höhe der Ozonosphäre, liegt in Arosa in 21 bis 22 km, in Tromsö zwischen 20 und 21 km. Natürlich können spätere Messungen über 30 km Höhe kleine Änderungen der Verteilung ergeben, ebenso kann hier ein jährlicher Gang vorhanden sein, doch ändert das nichts an den Folgerungen.

Wir erkennen fernerhin, daß das Ozon in Tromsö schichtartiger eingelagert ist als in Arosa. Aber auch die Regenersche Kurve zeigt den „Schichteffekt“ deutlicher als die Arosauer Kurve. Das scheint uns reell zu sein. Aus der Entstehungsweise des Ozons ist es verständlich, wenn die Ozonschicht in Tromsö tiefer liegt als in Arosa. Je stärker der Ozongehalt, desto ausgeprägter muß der Schichtcharakter sein. Wir glauben, daß dieser Effekt mit Annäherung an den Äquator immer unausgeprägter wird. Auch wird die Höhe maximaler Konzentration dort höher liegen als in Europa.

Die Fig. 1 b zeigt die volumenmäßigen Anteile des Ozons in der Atmosphäre. Da die Dichte exponentiell mit der Höhe abnimmt, so muß die Schicht maximalen

Volumenanteils höher liegen als die Schicht maximalen absoluten Gehalts. Wulf und Deming²⁾ konnten diese Verteilung theoretisch bestätigen.

Da wir die vertikale Verteilung kennen, ist es möglich, den Ozoneinfluß auf die vertikale Temperaturgestaltung entweder unter Annahme des Strahlungsgleichgewichtes, wie es Gowan²⁾ getan hat, oder nur den Heizungs- und Kühleffekt des Ozons allein, zu berechnen. Ich habe a. a. O.¹⁾ dargelegt, daß das Strahlungsgleichgewicht in der unteren Stratosphäre unwahrscheinlich ist, und daß wir einen anderen Weg beschreiten müssen, um eine Aussage über die Temperaturverteilung zu gewinnen. Wir können die Erwärmung eines Volumens Luft, das eine bestimmte Menge Ozon enthält, angeben, wenn wir die vom Ozon im Laufe eines Tages absorbierte Sonnenenergie berechnen. Ebenso können wir

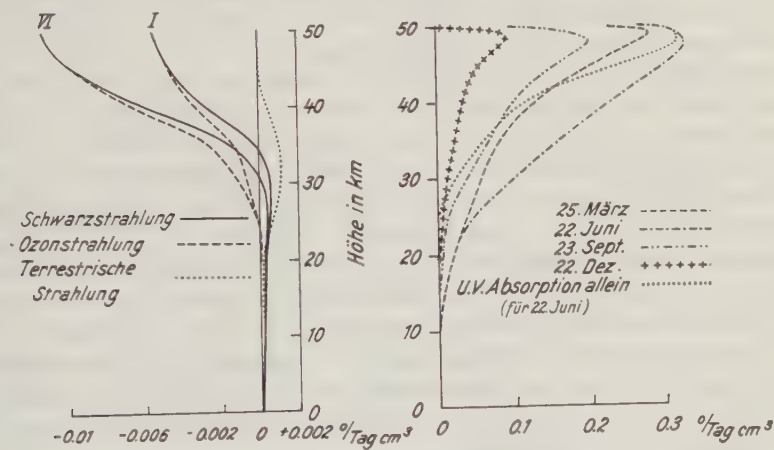


Fig. 2. Heizung und Abkühlung der Luft durch Ozon

die Energie angeben, die das Ozon im Laufe eines Tages in Form von Eigenstrahlung ausstrahlt, und die dadurch bedingte Abkühlung des Luftvolumens ermitteln.

Es sollen hier nur die Ergebnisse mitgeteilt werden, da über die mathematischen Hilfsmittel und Annahmen schon anderweitig berichtet worden ist¹⁾.

In Fig. 2 sind die Ergebnisse der Rechnung dargestellt. Die Absorption der Sonnenstrahlung führt zu einer überaus starken Erwärmung der allerobersten Ozonschicht. In allen Jahreszeiten liegt die stärkste Erwärmung zwischen 40 und 50 km Höhe. Dabei wirkt sich in diesen Höhen nur die UV-Absorption aus, deren Wirkung mit wachsender Ozonschicht rasch abnimmt, weil die zur Verfügung stehende Sonnenenergie immer geringer wird. In den tieferen Schichten wirkt die Absorption im Sichtbaren fast allein.

Wie zu erwarten, weist die Erwärmung einen Jahresgang auf, der neben den Änderungen der zugestrahlten Sonnenenergie auch in der Änderung der Dicke der Ozonschicht begründet ist. Die kräftigste Erwärmung erfolgt naturgemäß im

Sommer; im Frühjahr ist die Temperaturzunahme weit größer als im Herbst, woran nur der verschiedene Ozongehalt schuld ist (Frühjahr 0.3, Herbst 0.22 cm). Auch im Winter tritt eine Erwärmung auf, die etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{6}$ der Sommererwärmung beträgt.

Auffällig ist außerdem, daß die Erwärmung über dem Schwerpunkt der Ozonosphäre liegt, sie zeigt also gar keinen parallelen Gang mit der vertikalen Verteilung. In Höhen bis 20 km ist die Wirkung der Ozonabsorption vernachlässigbar klein.

Betrachten wir nächtliche Strahlung, so ergibt sich folgendes Bild: Gleichgültig wie die oberste Temperatur der Stratosphäre beschaffen ist, die nächtliche Strahlung erwärmt die Luft der Troposphäre und der unteren Stratosphäre bis zu 30 bis 35 km Höhe. Darüber setzt die Ausstrahlung ein, die bei einer Temperatur von 300° K in 50 km Höhe 0.01°/Tag beträgt, bei 218° K macht sie die Hälfte aus.

Die langwellige Strahlung schafft eine Wärmequelle in etwa 20 bis 30 km Höhe und eine Kältequelle in ungefähr 50 km. Die kurzwellige Sonnenstrahlung verursacht eine Wärmequelle in 40 bis 50 km Höhe.

Vergleichen wir die Absolutbeträge der aufgenommenen Energie aus der Sonnenstrahlung mit den ausgestrahlten Energien, so sehen wir, daß die Erwärmung durch die Sonnenstrahlung auch im Winter um einen Faktor 10 größer ist als die maximale Abkühlung. Im Sommer erreicht der Faktor sogar den Wert 60 für Mitteleuropa. Wenn wir berechnen, bei welcher Temperatur die Abkühlung denselben Betrag wie die Erwärmung besitzt, so erhalten wir etwa 500° K.

Dabei ist keine Aussage über den Einfluß anderer Gase (Wasserdampf, Kohlendioxyd) gemacht worden. Wir sind uns aber wohl bewußt, daß der Wasserdampf einen starken Einfluß ausüben kann, allein wir wissen gar nichts über die in der Stratosphäre vorhandene Menge und deren Verteilung. Es ist eine dringliche Aufgabe, Luftproben aus der Stratosphäre auf Wasserdampf zu analysieren. Paneth und Glückauf entwickeln zur Zeit eine Apparatur, die uns hoffentlich bald brauchbare Werte liefern wird.

Gowan ging in völliger Analogie zu seinen früheren Rechnungen und Annahmen vom Strahlungsgleichgewicht, von der Troposphäre an, aus²).

Seine Rechnungen gelten nur für bestimmte Tageszeiten (Mittag); er nimmt auch einen wesentlich größeren Tagesgang der Temperatur an. Wenn er Ozon allein als Strahlungssubstanz betrachtet, findet er eine fast isotherme Atmosphäre bis 35 km und darüber einen raschen Temperaturanstieg, wie es Fig. 3 veranschaulicht. Der Verlauf der Kurve stimmt mit dem von mir errechneten Heizungseffekt gut überein, d. h. die Gradienten sind gleich. Diese Übereinstimmung beweist die Richtigkeit der Rechnungen und zeigt, daß das Ozon für eine Erwärmung in diesen Höhen verantwortlich gemacht werden kann.

Gowan hat weiterhin den Einfluß des Wasserdampfes untersucht, der bekanntlich als abkühlender Faktor auftritt. Fig. 4 verdeutlicht den Einfluß des Wasserdampfes, wenn die Atmosphäre völlig gesättigt ist. Dadurch erreicht Gowan einen Anschluß an die gemessenen Temperaturen, und einen Anstieg von 38 km Höhe ab mit dem Maximum in 46 km Höhe. In der umstehenden Tabelle wollen wir die Ergebnisse zusammenstellen.

Diese letzten Werte stimmen mit den aus der anomalen Schallausbreitung berechneten Temperaturen ungefähr überein.

Aus den mitgeteilten Temperaturangaben Gowan's soll keineswegs geschlossen werden, daß unbedingt dieser Wassergehalt vorhanden sein muß, und daß dann

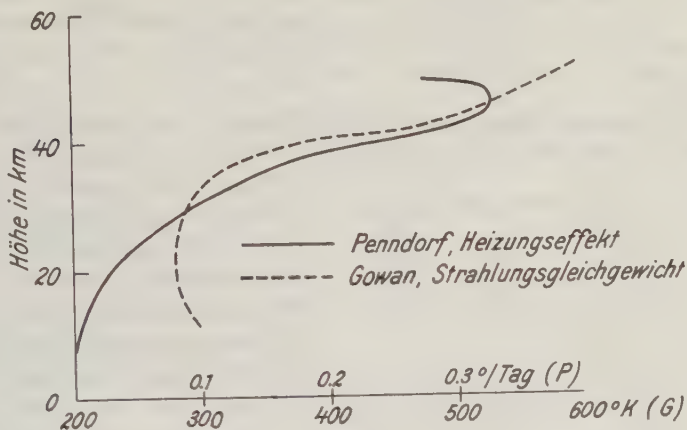


Fig. 3.

Strahlungsgleichgewichtstemperatur (Gowan) und Heizungseffekt (Penndorf)

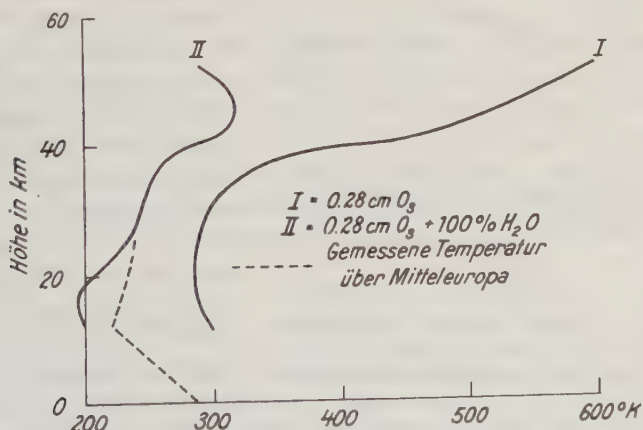


Fig. 4. Strahlungsgleichgewichtstemperatur für Ozon allein und ein Gemisch aus Ozon und Wasserdampf (nach Gowan)

nur diese angegebene Temperatur zustande kommt, denn in seinen Berechnungen steckt die Annahme des Strahlungsgleichgewichtes drin. Wie aber die allgemeine Zirkulation die Temperaturgestaltung beeinflusst, wie Konvektion und Austausch wirken, wissen wir nicht, ihr Einfluß ist aber keineswegs vernachlässigbar klein¹⁾.

Es kann sehr wohl sein, daß die dynamischen Einflüsse die Temperaturverteilung derart verändern, daß das Maximum in 40 km Höhe liegt.

Verfasser	Höhe km	Gas und Anteil	Temp. ° K	Jahres- und Tageszeit
Penndorf . . .	50	0.26 cm O ₃	500	Mittags
	50	0.28 cm O ₃	600	
Gowan	46	0.28 cm O ₃ + 100 % H ₂ O	340	Winter } vor Sonnen- Sommer } aufgang
	50	0.28 cm O ₃ + 40 % H ₂ O	320	
	50	0.28 cm O ₃ + 40 % H ₂ O	360	

Wie die Temperatur über der Ozonosphäre verläuft, darüber haben wir neuerdings einen Anhalt durch Bestimmungen der Ionosphärentemperatur durch Appleton und Martyn²⁾. Es ist in 100 km Höhe etwa 300° K zu erwarten, jedenfalls weniger als 370° K. Ob die Temperaturdefinition in noch größeren Höhen nicht ihren Sinn verliert, sei vorläufig dahingestellt. Wir entnehmen den Arbeiten die Tatsache, daß die Temperatur über 50 km Höhe bis zu Werten von ~ 250° K absinkt, um dann wieder auf ~ 300° K in 100 km Höhe anzusteigen.

Auf einen Temperatureinfluß infolge der geographischen Verteilung der Temperatur sei noch näher eingegangen. Bei einer Anordnung des Beobachtungsmaterials nach Jahreszeiten fand sich bekanntlich ein Ost-West-Effekt^{3) 4)}. Im Winter liegt die Zone der anomalen Hörbarkeit östlich, im Sommer westlich der Schallquelle. Das kann nur als ein

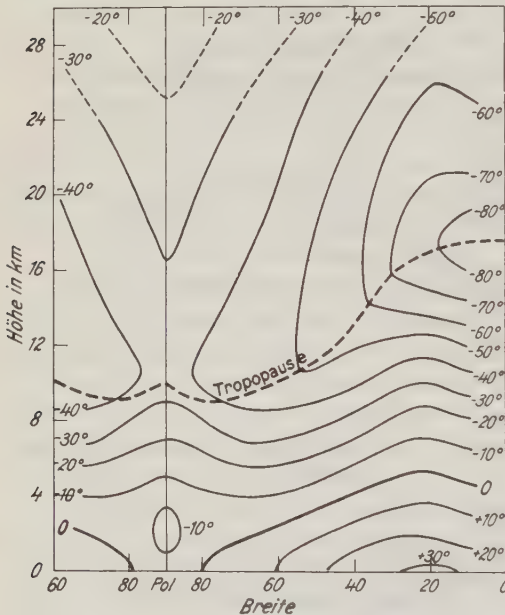


Fig. 5.

Temperaturverteilung über der Nordhalbkugel im Sommer (Mittelwerte für Juni, Juli und August) nach neuem Beobachtungsmaterial

Windeinfluß gedeutet werden. Es müssen in Höhe der Umkehr der Schallstrahlen im Sommer Winde mit vorwiegend östlicher Komponente, im Winter mit westlicher Komponente vorherrschen. Nur eine entsprechende Druck- bzw. Temperaturverteilung kann diesen Effekt hervorrufen.

Erfreulicherweise liegen jetzt Mittelwerte zahlreicher Radiosonden-Aufstiege aus dem Polargebiet vor (1, S. 193; 5), die es gestatten, eine Verteilung der Temperatur für alle Breiten anzugeben (Fig. 5). Ganz eindeutig geht aus den Mittelwerten der drei Sommermonate (Juni, Juli, August) der starke Temperaturunter-

schied zwischen Pol und 50° Breite in allen Höhen über 10 km hervor*). Die jährliche Schwankung ist in allen Schichten über der Arktis wesentlich größer als über Mitteleuropa, wie Fig. 6 offensichtlich zeigt. Die beobachtete Schwankung beträgt für München nur 7°, für Abisko 28° und schließlich für Franz Josef Land 39°. Es handelt sich dabei um die Schwankung der Monatsmittelwerte, die absolute Schwankung weist andere Werte auf, doch interessiert sie in diesem Zusammenhang nicht. In unserem Gebiet ist der Gradient nicht rein nord-südlich, sondern nach Nordost gerichtet, wie aus den Aufstiegen im Polargebiet hervorgeht. Moltschanoff⁵⁾ zeigte, daß die tiefsten Temperaturen über den sibirischen Inseln oder nördlich davon zu erwarten sind, woraus folgt, daß wir im Sommer über Mitteleuropa einen Wind mit stark östlicher Komponente in 20 km Höhe antreffen werden.

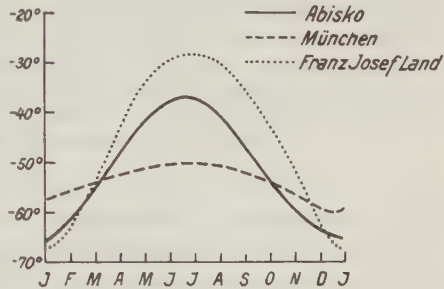


Fig. 6.

Jährlicher Temperaturverlauf in 18 km Höhe über München, Abisko und Franz Josef Land

Whipple berechnet im Juni einen Ostwind von 18 m/sec für die Temperaturdifferenz Lappland-England. Es ist in jedem Einzelfall die Temperaturverteilung zu untersuchen, und daraus sind dann die Winde zu berechnen, Mittelwerte erklären nur das Phänomen, im Einzelfall können die Beträge natürlich anders sein.

Aus diesen Ausführungen geht zweifellos hervor, daß es wieder recht lohnend erscheint, die experimentellen und theoretischen Untersuchungen über anomale Schallausbreitung erneut aufzunehmen. Wichtig ist vor allen Dingen ein umfassendes aerologisches Material aus Europa und der Arktis. Dann kann der Einfluß von Wind und Temperatur zweifellos besser berücksichtigt werden als es bisher geschehen ist. Ebenso könnten Sprengungen bei Tag und bei Nacht einen eventuellen Tagesgang der Stratosphärentemperatur klären, der höchstwahrscheinlich aber sehr klein ist.

Literatur

- 1) R. Penndorf: Beiträge zum Ozonproblem. Veröff. d. Geophys. Inst., Leipzig Bd. VIII, Heft 4, 1936.
- 2) International Conference on Atmospheric Ozone. Oxford September 1936. Die Vorträge sind in einem Sonderheft des Quart. J. R. Met. Soc. London (Supplement to Vol. 62, 1936) erschienen.
- 3) Zeitschr. f. Geophys. **10**, Heft 3/4, S. 119ff. (1934).
- 4) Whipple: Quart. J. **61**, 285 (1935).
- 5) P. A. Moltschanoff: Bulletin arktischeskogo instituta Leningrad 1936, Nr. 6, S. 234 (russisch).

*) Die Verteilung der meteorologischen Elemente in großen Höhen wird in einer demnächst erscheinenden Arbeit behandelt werden.

Leipzig, Geophysikalisches Institut, Oktober 1936.

Die Grundlagen zur Beurteilung von Verkehrserschütterungen

Von H. Martin, Jena — (Mit 8 Abbildungen)

Es werden die Grundlagen erörtert, die für die Beurteilung der Schädlichkeit von Verkehrserschütterungen zu berücksichtigen sind. Nach einem Hinweis auf die Nichtübereinstimmung der Stärkegrade in den dynamischen Erdbebenskalen wird der Verlauf der Fühlbarkeitsgrenze des Menschen gegenüber Erschütterungen im Gebiete von 0.3 bis 100 Hertz, wie er sich aus Messungen mit Hilfe von Schüttelplatten ergeben hat, angegeben. Die dynamische Skala von Galitzin zur Schätzung von makroseismischen Bewegungen wird durch eigene Versuche erweitert. Auf den Einfluß der Eigenschwingungen des Bodens und der Resonanzschwingungen von Gebäuden wird hingewiesen.

§ 1. Die Erdbebenskalen. Als die Meßtechnik mit Hilfe von transportablen Erschütterungsmessern Verkehrserschütterungen sauber aufzunehmen in der Lage war, beurteilte man die Schädlichkeit einer Erschütterung auf Grund der Beschleunigungswerte, wie sie sich in den absoluten Erdbebenskalen vorfanden. Dabei stellte es sich jedoch sehr bald heraus, daß die bei Erschütterungsmessungen ermittelten Beschleunigungswerte eine geringere Schädlichkeit aufwiesen als man nach den Erfahrungen der Erdbebenkunde hätte erwarten müssen. Hierüber habe ich bereits 1930 zusammenfassend berichtet*). Da aber auch heute noch bei der Beurteilung von Verkehrserschütterungen immer wieder auf die Erdbebenskalen zurückgegriffen wird, seien zunächst einige Worte über die Erdbebenskalen ganz allgemein gesagt.

Tabelle 1. Rossi-Forel Skala of Earthquake Intensities

- I. *Mikroseismik shock*: recorded by a single seismograph or by seismographs of the same model, but not by several seismographs of different kinds; the shock felt by an experienced observer.
- II. *Extremely feeble shock*: recorded by several seismographs of different kinds; felt by a small number of persons at rest.
- III. *Very feeble shock*: felt by several persons at rest; strong enough for the direction or duration to be appreciable.
- IV. *Feeble shock*: felt by persons in motion; disturbances of movable objects, doors, windows; creaking of ceilings.
- V. *Shock of moderate intensity*: felt generally by everyone; disturbance of furniture, beds, etc., ringing of swinging bells.
- VI. *Fairly strong shock*: general awakening of those asleep; general ringing of house bells; oscillation of chandeliers; stopping of pendulum clocks; visible agitation of trees and shrubs; some startled persons leave their dwelling.
- VII. *Strong shock*: overthrow of movable objects; fall of plaster; ringing of church bells; general panic, without damage to buildings.
- VIII. *Very strong shock*: fall of chimneys, cracks in walls of buildings.
- IX. *Extremely strong shock*: partial or total destruction of some buildings.
- X. *Shock of extreme intensity*: great disaster, buildings ruined, disturbance of the strata, fissures in the ground, rockfalls from mountains.

*) H. Martin: Technische Seismik in Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik 25, Teil III, Leipzig 1930, S. 296—302.

Ch. Davison*) hat in zwei Veröffentlichungen das Material über die Erdbebenskalen zusammengestellt. Seine Tabelle der seismischen Intensitätsskalen,

Tabelle 2

Verfasser	Jahr	Charakterisierung der Skala	Anzahl der Stärkegrade	Einordnung der Stärkegrade in die Rossi-Forel Skala
1 Pignataro	1783	P	5	2—10
2 Brooks	1811	P	6	1—10
3 Egen.	1828	A	6	1— 8
4 Macfarlane	1839	P	10	1— 8
5 Petermann	1856	A	5	2— 9
6 Mallet I.	1858	A	3	7—10
7 Mallet II	1862	A	5	1—10
8 Williamson	1870	P	6
9 Saderra Masò	1870	P, A	6	2—10
10 Rossi	1874	A	10	1—10
11 Naumann	1878	P	9	3—10
12 Forel	1881	A	10	1—10
13 Mercalli I.	1883	A	6	2—10
14 Rossi-Forel	1884	A	10	1—10
15 Johnston-Lavis	1885	A	3	8—10
16 Rockwood	1886	P, A	6	2—10
17 Powell	1886	A	5	2—10
18 Holden	1888	D	9	1— 9
19 Taramelli-Mercalli	1888	A	10	2—10
20 Davison	1889	A	9	1— 8
21 Barata I	1892	A	7	1—10
22 Masato	1892	A	4	1—10
23 Riccò	1893	A	6	1— 9
24 Suess	1896	A	10	1—10
25 Mercalli II	1897	A	10	1—10
26 Oldham	1899	A	6	2—10
27 Sekiya	1899	A	3	3—10
28 Omori I	1900	D	7	7—10
29 Cancani	1904	D	12	1—10
30 Hall	1907	A	6	3—10
31 Wood	1908	A	5	7—10
32 Cornish	1908	A	11	1—10
33 Baratta II.	1910	A	10	1—10
34 Milne	1911	A	3	8—10
35 Sieberg	1912	A	12	1—10
36 McAdie	1915	D	10	1—10
37 Reid-Taber	1919	A	10	1—10
38 Omori II.	1920	P	6	3— 8
39 Wood-Neumann	1931	A	12	1—10

*) Ch. Davison: Scales of Seismik Intensity, Bull. of the Seismol. Society of America **11**, 93—129 (1921); **23**, 158—166 (1933). In jüngster Zeit ist noch eine weitere Zusammenstellung von V. Bychovskij erfolgt: The Scales of Seismik Intensity, Acad. des sciences de l'union republ. soviétiques social. Moskau 1936, Nr. 36.

verglichen mit der Rossi-Forel-Skala [R.-F.-Skala*)] ist in Tabelle 2 wieder gegeben.

Die Tabelle 2 ist noch nicht ganz vollständig, da noch zwei Skalen fehlen (siehe unten). In der Tabelle 2 sind neben der Anzahl der Stärkegrade drei Klassen von Skalen unterschieden, und zwar:

Klasse P — persönliche Skalen — die Einteilung erfolgt nach persönlichem Gutdünken des betreffenden Bebenbearbeiters, z. B. sehr leicht, mäßig usw.

Klasse A — willkürliche Skalen, die auf Übereinkunft beruhen —. Es fehlt insofern an Genauigkeit, weil beispielsweise die Bauweise der Häuser in den einzelnen Ländern verschieden ist und sich deshalb die Stärkegrade verschieden auswirken.

Klasse D — absolute oder dynamische Skalen — Benutzung der maximalen Beschleunigungswerte, die auf instrumentellen Aufzeichnungen beruhen.

Zu den 39 Skalen ist ganz allgemein zu sagen, daß einmal einige von ihnen nur zur Bearbeitung eines einzigen Bebens Verwendung gefunden haben, und daß zum anderen dabei nur vier Skalen mit absolutem Charakter enthalten sind. Mit diesen allein wollen wir uns beschäftigen, da wir in diesem Zusammenhang die quantitative Seite der Erdbebenercheinungen ins Auge fassen wollen. Allerdings müssen wir

Tabelle 3
Holden Skala, 1888

Degree of the Rossi- Forel Scale	Max. Beschleunigung in mm/sec ²
I. mikroseismik shok	bis 20
II. extremely feeble shock	40
III. very feeble shock	60
IV. feeble shock	80
V. shock of moderate intensity	110
VI. fairly strong shock	150
VII. strong shock	300
VIII. very strong shock	500
IX. extremely strong shock	1200
X. shock of extreme intensity	über 1200

Omori, 1900

Stärkegrad R.-F.	
I. VII.	arrêt des pendules bis 300
II. VIII.	cheminées d'usine sont intactes en général 900
III.	chute d'un quart des cheminées d'usine 1200
IV. IX.	chute des toutes les cheminées d'usine 2000
V. X.	destruction totale de 3% de maison en bois 2500
VI.	destruction totale de 50 à 80% de maison en bois 4000
VII.	destruction totale de tous les édifices über 4000

*) Siehe z. B. Bull. of the Seismol. Soc. of America 11, 94 (1921).

Cancani, 1904

Stärkegrad	Max. Beschleunigung in mm/sec ²
I. instrumental	0—2.5
II. very slight	2.5—5.0
III. slight	5—10
IV. sensible or moderate	10—25
V. rather strong	25—50
VI. strong	50—100
VII. very strong	100—250
VIII. ruinous	250—500
IX. disastrous	500—1000
X. very disastrous	1000—2500
XI. catastrophe	2500—5000
XII. enormous catastrophe	5000—10000

Mc Adie, 1915

I. instrumental	1—10
II. feeble	10—25
III. slight	25—50
IV. moderate	50—100
V. some damage	100—250
VI. strong	250—500
VII. much damage	500—1000
VIII. disastrous	1000—2500
IX. catastrophic	2500—5000
X. absolute ruin	5000—10000

Mc Adie, 1930

I. earthquake detectible only by instruments	0.01—0.05
II. very feeble	0.05—0.1
III. feeble	0.1—0.5
IV. noticeable but no damage	0.5—1
V. felt generally	1—5
VI. slight damage	5—10
VII. walls cracked	10—100
VIII. badly built houses destroyed	100—500
IX. violent; much destruction and loss of live.	500—1000
X. catastrophic	1000—10000

Japanische Skala, 1932

0. no feeling	R.-F. I.	bis 5
I. slight	II., III.	5—20
II. rather weak	IV.	20—80
III. weak	V., VI.	80—320
IV. rather strong	VII.	320—1280
V. strong	VIII.	1280—5120
VI. violent	IX., X.	über 5120

diese vier absoluten Skalen noch durch zwei weitere*) ergänzen. Auf diese Weise erhalten wir die Zusammenstellung in Tabelle 3. Entsprechend dem Material, welches als Unterlage für die Aufstellung der absoluten Skalen geführt hat, werden einmal schwächere Beben (Holden 1888), zum anderen stärkere Beben (Omori 1900) bevorzugt.

Eine nähere Betrachtung der sechs Skalen in Tabelle 3 zeigt, daß hinsichtlich der Charakterisierung doch recht erhebliche Unterschiede auftreten. Dies ist am deutlichsten zwischen den Skalen von McAdie 1930 und der japanischen Skala von 1932 der Fall. Denn auf den Grad 0 der letzteren kommt bei McAdie eine Unterteilung in 4 bis 5 Stärkegrade. Weiterhin ist in Tabelle 3 wesentlich, daß teilweise dieselbe Charakterisierung in den einzelnen Skalen ganz verschiedenen absoluten Beschleunigungswerten entspricht. Somit geben selbst die absoluten Erdbebenskalen alles andere als ein einheitliches Bild.

§ 2. *Vorschlag von Zeller.* Zur Beurteilung der Schädlichkeit von Verkehrserschütterungen ist von den dynamischen Erdbebenskalen die von Mercalli-Cancani in der Bearbeitung von A. Sieberg**) oft herangezogen worden. Jedoch zeigte es sich dabei, daß, wie schon erwähnt, den gemessenen Beschleunigungswerten größere Schäden an den Häusern hätten entsprechen müssen, wenn man die den Beschleunigungswerten aus dieser Skala zugeordneten Stärkegrade ins Auge faßte***). Ganz besonders sind hier die von Grunmach†) seinerzeit gemessenen Beschleunigungswerte zu nennen, die sich nicht einordnen ließen und auf die wir später noch zurückkommen werden. Da zeigte Zeller††) einen Weg, mit genügender Begründung auch die Verwendung der Erdbebenskalen zur Beurteilung von Verkehrserschütterungen nutzbar zu machen. Ausgehend vom Arbeitswerte einer Schwingung führte Zeller den Begriff des Erschütterungsfaktors κ ein, welcher definiert ist durch

$$\kappa = b_m^3 \cdot T.$$

Darin ist b_m die Maximalbeschleunigung und T die Schwingungsdauer der zu untersuchenden Bodenbewegung. Damit war eine bessere Übereinstimmung der bei Verkehrserschütterungen auftretenden Beschleunigungswerte mit der Mercalli-Cancani-Skala zu erzielen. Allerdings mußte man den Erdbebenschwingungen eine mittlere Schwingungsdauer von etwa 0.3 Sekunden zu Grunde legen. Da-

*) A. McAdie: A serviceable Scale for Earthquake Intensity, Eastern Section of the Seismol. Soc. of Am. Proc. of the 1930 Meeting. Washington, S. 54—56. — M. Ishimoto: Echell d'intensité sismique et accélération maxima. Earthqu. Res. Inst. Tokyo, Imp. University 10, 614—626 (1932).

**) A. Sieberg: Erdbebenkunde, S. 102—104, Jena 1923.

***) H. Martin: s. a. a. O.

†) L. Grunmach: Experimentaluntersuchung zur Messung von Erschütterungen, S. 18, Tabelle S. 98/99, Berlin 1913.

††) W. Zeller: Praktische und theoretische Untersuchung von Schwingungsmessern zur Aufnahme und Beurteilung von Verkehrserschütterungen. Zeitschr. f. Bauwesen 80, 171—184 (1930).

durch erhielt man aber etwas andere Werte für z als sie Zeller selbst in seiner Skala angegeben hat, wobei er eine mittlere Schwingungsdauer der Erdbebenwellen von 40 Sekunden verwendete.

§ 3. Die vorläufigen Grundsätze zur Feststellung von Verkehrserschütterungen. Da der Zellersche „Erschütterungsgrad“ nicht allgemeine Anerkennung fand und auch andere Beurteilungsmöglichkeiten nicht von der Hand zu weisen waren, wurden 1932 vom Ausschuß „Verkehrserschütterungen“ der Studiengesellschaft für Automobilstraßenbau zur einheitlichen Kennzeichnung von Verkehrserschütterungen drei Vorschläge gemacht, die nebeneinander gelten und von denen nach praktischer Erprobung der beste ausgewählt werden sollte. Die drei Vorschläge waren die folgenden:

1. Vorschlag von Prof. Dr.-Ing. Risch: Die Erschütterung K wird berechnet aus der an der Meßstelle je Zeit- und Masseneinheit auftretenden Schwingungsenergie, wobei der Erschütterungsgrad sich nach der Formel

$$K = b_m^2 \cdot T$$

berechnet. Tabelle 4 zeigt die Übersicht der Gradeinteilung.

Tabelle 4

I. Grad K		kleiner als 2 cm ² /sec ²	
II.	„ K von	2 bis	10 „
III.	„ K „	10 „	50 „
IV.	„ K „	50 „	250 „
V.	„ K „	250 „	1000 „
VI.	„ K „	1000 „	5000 „
VII.	„ K „	5000 „	20000 „
VIII.	„ K „	20000 „	100000 „
IX.	„ K „	100000 „	500000 „
X.	„ K „	500000 „	2500000 „
XI.	„ K „	2500000 „	10000000 „
XII.	„ K „	10000000 an	aufwärts

Da die Tabelle 4 mit der von Zeller (s. § 2) übereinstimmt, gilt auch von ihr das dort Gesagte.

Tabelle 5

I. Grad B _m		kleiner als 10 cm/sec ²	
II.	„ B _m von	10 bis	25 „
III.	„ B _m „	25 „	38 „
IV.	„ B _m „	38 „	57 „
V.	„ B _m „	57 „	80 „
VI.	„ B _m „	80 „	125 „
VII.	„ B _m „	125 „	200 „
VIII.	„ B _m „	200 „	380 „
IX.	„ B _m „	380 „	750 „
X.	„ B _m „	größer als	750 „

2. Vorschlag von Prof. Langer und Dr.-Ing. Thomé: Erschütterungsgrad ist der Stoß B in cm/sec^2 , der mit der Häufigkeit 3 während der Vorbeifahrt erreicht oder überschritten wird. Die Erschütterung wird nach 10 Erschütterungsgraden zwischen 10 cm/sec^2 bis 750 cm/sec^2 beurteilt, wie Tabelle 5 zeigt:

3. Vorschlag von Baurat Dr.-Ing. Thein: Die Erschütterung E ist die auf die Masseneinheit bezogene kinetische Energie der Bewegung an der Meßstelle mit

Tabelle 6

I. Grad E kleiner als $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}^2$			
II.	„	E von	$5 \cdot 10^{-5}$ bis $10 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}^2$
III.	„	E „	$10 \cdot 10^{-5}$ „ $50 \cdot 10^{-5}$ „
IV.	„	E „	$50 \cdot 10^{-5}$ „ $150 \cdot 10^{-5}$ „
V.	„	E „	$150 \cdot 10^{-5}$ „ $600 \cdot 10^{-5}$ „
VI.	„	E „	$600 \cdot 10^{-5}$ „ $1200 \cdot 10^{-5}$ „
VII.	„	E „	$1200 \cdot 10^{-5}$ „ $2500 \cdot 10^{-5}$ „
VIII.	„	E „	$2500 \cdot 10^{-5}$ „ $7000 \cdot 10^{-5}$ „
IX.	„	E „	$7000 \cdot 10^{-5}$ „ $35000 \cdot 10^{-5}$ „
X.	„	E „	$35000 \cdot 10^{-5}$ „ $70000 \cdot 10^{-5}$ „

der Dimension cm^2/sec^2 , die mit der Häufigkeit 3 während der Vorbeifahrt des Regelfahrzeuges erreicht oder überschritten wird. Die Gradeinteilung ist wieder die von 10 Graden zwischen $< 5 \cdot 10^{-5}$ bis $\geq 0.35 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$ und ist aus Tabelle 6 ersichtlich.

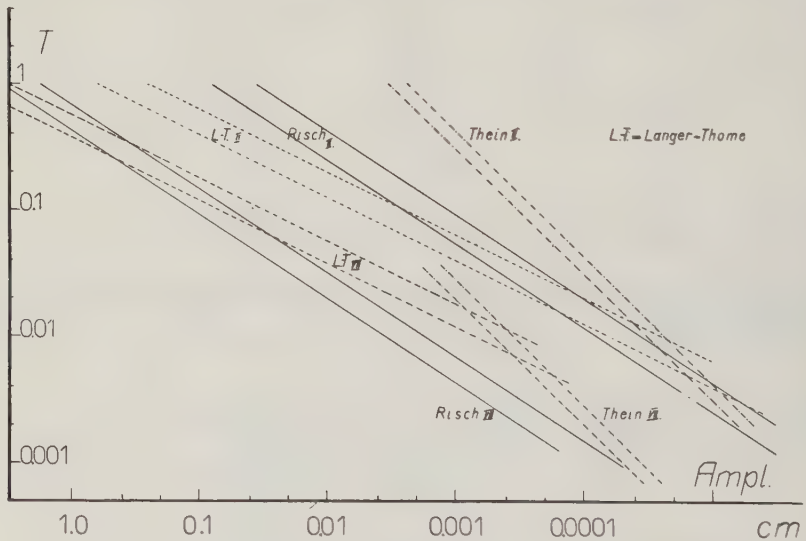


Fig. 1

Diese drei Vorschläge sind in zwei Gruppen zu teilen, weil zwischen dem ersten und den beiden anderen der prinzipielle Unterschied besteht, daß im ersten die

Maximalbeschleunigung herangezogen wird, während in den beiden anderen eine gewisse Integration zum Ausdruck kommt. Hierauf werden wir später noch einmal zurückkommen.

Um einen Vergleich der drei Vorschläge zu ermöglichen, habe ich in logarithmischem Maßstabe für die Amplitude (Abszisse) und die Schwingungsdauer (Ordinate) den zweiten und siebenten Stärkegrad in Fig. 1 gezeichnet. Aus dieser Figur ist ersichtlich, daß eine gemeinsame Gebietsüberschneidung der entsprechenden Stärkegrade nur beim zweiten Stärkegrad in einem ganz kleinen Bereich und beim siebenten überhaupt nicht eintritt.

§ 4. *Die Grenzen der Fühlbarkeit von Erschütterungen.* Es besteht die Möglichkeit, die im letzten Abschnitt behandelten Vorschläge zu vereinigen bzw. zu zeigen, daß unter bestimmten Einschränkungen jeder von den drei Vorschlägen eine Berechtigung hat. Dabei wären allerdings die angegebenen Zahlenwerte noch einer besonderen Prüfung zu unterziehen. Dazu gehen wir von der menschlichen Fühlbarkeitsgrenze gegenüber Erschütterungen aus, wie sie durch eine Reihe von Untersuchungen festgestellt worden ist. Diese Fühlbarkeitsgrenze spielt ja auch in allen absoluten Erdbebenskalen eine Rolle. Für diese Grenze liegen experimentell ermittelte Werte vor. Jedoch stimmen diese Werte auch nur teilweise mit denen der Erdbebenskalen (Tabelle 3) überein. Auch wurde kürzlich eine Fühlbarkeit von Erschütterungen bei noch kleineren Amplituden, als diese Fig. 2 angibt, vom Verf. festgestellt.

Untersuchungen der genannten Art wurden 1929 von K. Suyehiro*), 1933 von M. Ishimoto zusammen mit M. Ootuka**) und seit 1931 von H. Reiher und F. Meister***) ausgeführt. Bei allen Untersuchungen wurden horizontale Schüttelplatten verwendet. Die Ergebnisse der genannten Autoren sind in Fig. 2 zusammengestellt. Die Fig. 2 ist entsprechend der Fig. 1 gezeichnet. Die der Fig. 2 zugrunde liegenden Untersuchungen sind in verschiedenen Frequenzbereichen vorgenommen worden, so daß die entsprechenden Amplituden für Schwingungsdauern zwischen 0.2 und 3 Sekunden bekannt sind. Allerdings wurden die Versuche nicht in gleicher Weise angestellt. Bei Suyehiro kniete die Versuchsperson, während sie bei Ishimoto und Ootuka auf einem Stuhle saß. Die meisten Versuche stammen von Reiher und Meister, welche stehende und liegende Personen in verschiedenen Richtungen den Erschütterungen aussetzten. Die eine Kurve (—.—.—.—) ist von Reiher und Meister als Fühlbarkeitsgrenze für stehende Personen, während die andere Kurve (—..—, —..—) eine mittlere Kurve

*) K. Suyehiro: Über die untere Grenze der fühlbaren Schwingungen. Proc. of the Imp. Acad. Tokyo 5, 411—414 (1929).

**) M. Ishimoto u. M. Ootuka: Détermination de la limite perceptible des secoueses. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo 11, 113—121 (1933).

***) H. Reiher u. F. J. Meister: Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Erschütterungen. Forschung 2, 381—386 (1931); Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Stöße. Ebenda 3, 177—180 (1932).

aus den Werten von Meister*) ist, wie er sie als Grenzwerte bei einer senkrecht und parallel zur Körperachse erfolgten Erregung ermittelt hat. Die ausgezogene Kurve in Fig. 2 ist von mir eingezeichnet worden und soll das Gebiet des fühlbaren Schwingungsbereiches abgrenzen. Die genaue Abgrenzung müßte mit derselben Versuchsperson für den gesamten Schwingungsdauerbereich experimentell ermittelt werden.

Aus Fig. 2 geht hervor, daß man die beste Vereinigung der verschiedenen Untersuchungen dann erreicht, wenn man im Gebiet der großen Amplituden die Empfindlichkeitsgrenze entsprechend den Beschleunigungswerten (A/T^2) annimmt.

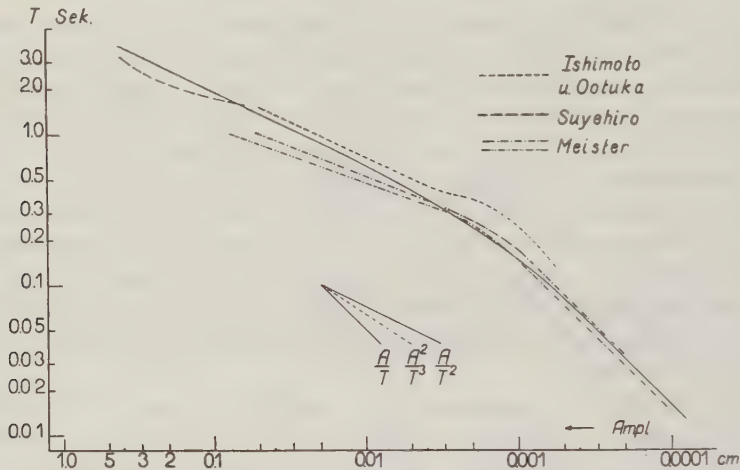


Fig. 2. Grenze der Fühlbarkeit von Erschütterungen für den Menschen, ermittelt unter Verwendung von Schüttelplatten

Mit kürzeren Schwingungsdauern verläuft die Grenzkurve entsprechend den Leistungswerten (A^2/T^3), um sich für ganz hohe Frequenzen dem Geschwindigkeitsverlauf (A/T) anzuschließen.

Damit ist aber auch gezeigt, daß die in § 3 angeführten Vorschläge in einem entsprechenden Bereich ihre Berechtigung haben, wenn die Schädlichkeit einer Erschütterung hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von Amplitude und Schwingungsdauer denselben Verlauf aufweist, wie die Fühlbarkeitskurve von Erschütterungen für den Menschen. Dies ist aber sehr wahrscheinlich, wie die experimentellen Ergebnisse in § 6 vermuten lassen.

Die starke Ausbuchtung der Kurve von Ishimoto und Ootuka ist wahrscheinlich auf einen Resonanzeffekt der menschlichen Empfindung zurückzuführen. Denn die gleiche Ausbuchtung zeigt bei entsprechender Umzeichnung die von W. Bausch**) zur

*) H. J. Meister: Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Erschütterungen. Forschung 6, 116—120 (1935).

**) W. Bausch: Zeitschr. f. techn. Physik 16, 595 (1935), Fig. 1.

Darstellung der Lästigkeitsgrenze des Menschen gegenüber Erschütterungen und zugleich als Zulässigkeitsgrenze für Gebäudeerschütterungen veröffentlichte Kurve, die aus Messungen von Reiher und Meister abgeleitet worden ist.

Die Fühlbarkeit und damit höchstwahrscheinlich auch die Gefährlichkeit einer Erschütterung ist eine von der Schwingungsdauer und Amplitude in kompliziertem Maße abhängige Größe und läßt sich nicht für den *gesamten* Frequenzbereich durch eine einfache Funktion, z. B. die der Beschleunigung ausdrücken. Hierauf hat schon H. J. Meister aufmerksam gemacht. Unter diesen Umständen finden, trotz aller Bedenken die man gegen den Indikator der menschlichen Fühlbarkeitsgrenze vorbringen kann, auch die großen von Grunmach gemessenen Beschleunigungswerte, die wir anfangs erwähnten, hinsichtlich ihrer Unschädlichkeit ihre zwanglose Erklärung. Tragen wir nämlich einige der Werte von Grunmach aus der erwähnten Tabelle zusammen mit der Fühlbarkeitsgrenze (gerade Linie in Fig. 3) in ein Diagramm ein, so sehen wir, daß diese Werte trotz der großen Beschleunigungsbeträge (bis 146 cm/sec²) in der Nähe der Fühlbarkeitsgrenze liegen.

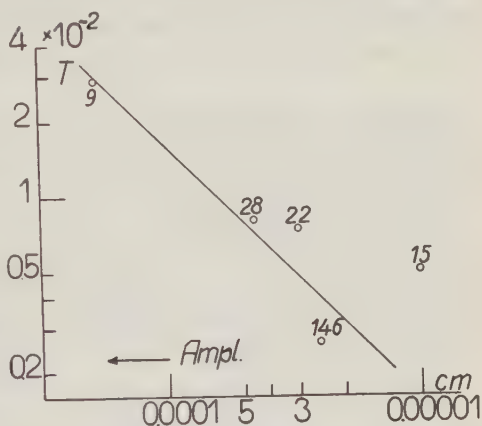


Fig. 3. Fühlbarkeitsgrenze und Grunmachsche Beschleunigungswerte

§ 5. Die dynamische Skala von Galitzin zur Schätzung von makroseismischen Bewegungen. Galitzin*) hat seinerzeit den Vorschlag gemacht, mit Hilfe einer dynamischen Skala die Größe der makroseismischen Bewegung zu schätzen. Diese dynamische Skala beruht auf der Verwendung von einer Reihe von Parallelepipeda, die bei ganz bestimmten Größenverhältnissen durch ihr Umfallen Normen für bestimmte Beschleunigungswerte der Bodenbewegung darstellen. Galitzin hat auch nachgewiesen, daß im Bereiche von 0.2 bis 0.9 Sekunden bei Amplituden zwischen 0.2 bis 0.7 cm die Standfestigkeit innerhalb der Fehlergrenze von der Beschleunigung abhängig ist. Wenn man diese Standfestigkeit als ein Maß für die Erschütterung ansetzt, dann muß sie auch einen ähnlichen Verlauf zeigen wie die Fühlbarkeitsgrenze; denn sonst wäre die am Ende des vorigen Abschnitts gefundene Übereinstimmung durch nichts zu erklären. Daß Galitzin diese Abweichung nicht schon beobachtet hat, liegt an zwei Gründen. Einmal weicht der Verlauf der Fühlbarkeitsgrenze in dem von Galitzin gemessenen Bereiche von dem Beschleunigungsverlaufe noch nicht sehr ab, wie dies aus Fig. 2 zu ersehen ist. Zum

*) B. Galitzin: Über eine dynamische Skala zur Schätzung von makroseismischen Bewegungen. Intern. seismolog. association Manchester 1911. S. 178—196.

anderen ist dafür die Versuchsanordnung von Galitzin verantwortlich zu machen. Denn die Art der Galitzinschen Versuche mußte, wie wir zeigen werden, eine Streuung der Werte ergeben.

Galitzin beschreibt seine Versuche folgendermaßen: Zunächst erhielt der Schütteltisch bei konstanter Amplitude eine konstante Schwingungsdauer. Dann wurde mittels einer besonderen elektrischen Vorrichtung die Bewegung der gehemmten Parallelepipeda freigegeben. Bei konstant gehaltener Amplitude wurde die Frequenz so lange gesteigert, bis der Versuchskörper umstürzte. Über dieses Umstürzen schreibt Galitzin: „Das Umstürzen trat gewöhnlich nicht sofort ein, sondern erst nach Verlauf einiger Sekunden. Dieses ist ein direkter Beweis dafür, daß wir es hier mit einer Summierung mechanischer Kräfte zu tun haben.“

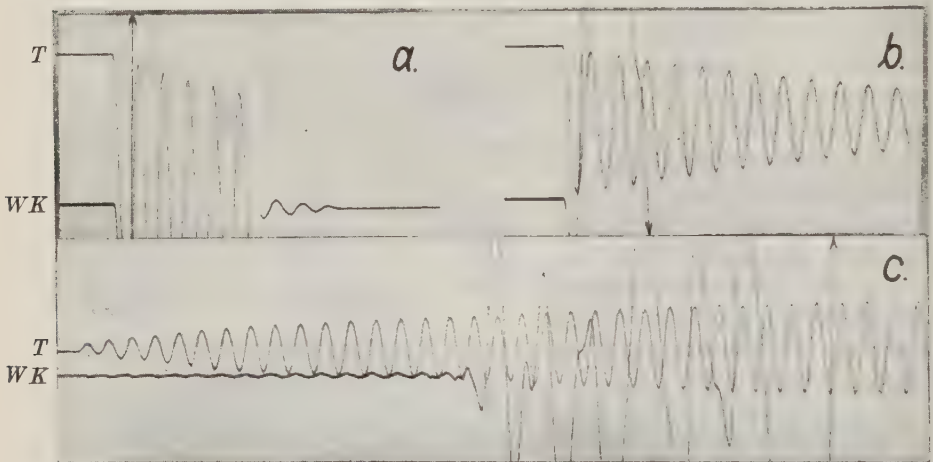


Fig. 4. Aufschaukelvorgang und Umfallen bei Wackelschwingungen.
Das Umfallen des Wackelkörpers ist durch den Pfeil angedeutet.

T = Tischbewegung; WK = Schwingungen des Wackelkörpers

§ 6. *Eigene Versuche zur Galitzinschen dynamischen Skala.* Wie ich schon erwähnt hatte, kam ich auf Grund der Tatsache, daß die Grunmachschen Werte sich mit der Fig. 2 sehr gut in Einklang bringen ließen, zu der Überzeugung, daß auch der Versuch von Galitzin Ergebnisse zeitigen müsse, die mit Fig. 2 in Übereinstimmung zu bringen wären. Mit Hilfe des von mir konstruierten Schütteltisches*) konnte ich die Galitzinschen Ergebnisse nachprüfen. Allerdings wurde dabei im Gegensatz zu Galitzin die Schwingungsdauer konstant gehalten und die Amplitude der sich selbst erregenden Schütteltischschwingung so lange gesteigert,

*) H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen. Heft 26 d. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung, S. 30, Jena 1935.

bis ein Umfallen des Versuchskörpers erfolgte. Wie dieser Umfall bzw. der plötzliche Aufschaukelvorgang der Wackelschwingungen*) vor sich geht, zeigt Fig. 4c.

Daraus geht hervor, daß wir es bei Wackelschwingungen mit keinem eigentlichen Anschwingvorgang im gewöhnlichen Sinne zu tun haben. Deshalb ging ich bei meinen Versuchen etwas anders vor, als es der Beschreibung von Galitzin hinsichtlich seiner Versuche entsprach. Da aus Fig. 4c eindeutig hervorgeht, daß das Umfallen bei langsamem Anschwellen der Amplitude als ein nicht sehr scharfes Kriterium zu bewerten ist, änderte ich den Versuch ab. Die Auslenkung des Tisches wurde so lange vergrößert, bis bei Freigabe der jetzt frei abklingenden Tischbewegung ein sofortiges Umfallen erfolgte, wie dies Fig. 4a zeigt. Denn es kann

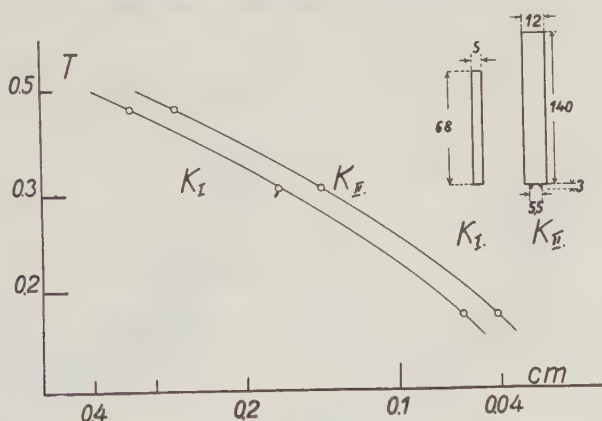


Fig. 5. Abhängigkeit des Umfallens der Wackelkörper bei verschiedenen Schwingungsdauern T und Amplituden (Abszisse)

auch ein Umfallen noch dann erfolgen, wenn schon eine Abnahme der Amplitude erfolgt ist, und nur die günstige Phasenbedingung eintritt. Dies zeigt sehr schön Fig. 4b.

Da ich an anderer Stelle über diese Versuche noch ausführlich berichten werde, gehe ich zum Ergebnis meiner Messungen über. Diese sind in Fig. 5 dargestellt. Außerdem sind in Fig. 5 die Seitenansichten der beiden von mir verwendeten Eisenkörper mit den entsprechenden Maßen eingezeichnet. Das wesentliche Ergebnis, welches wir aus Fig. 5 ableiten können, ist das, daß mit Zunahme der Frequenz des Schütteltisches eine größere Zunahme der Schwingungsamplitude erfolgt, als dies entsprechend einem konstanten Beschleunigungswerte als Maß für das Umfallen nötig wäre.

Somit haben wir auch auf dieser experimentellen Grundlage — wenn auch zunächst in einem kleinen Frequenzbereich — ein Gegenstück zum gleichen Verlauf der Fühlbarkeitsgrenze von Erschütterungen für den Menschen.

*) H. Martin: Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik 17, Teil 3, S. 123, Leipzig 1934.

§ 7. Die neue japanische Erdbebenskala. Ehe wir zur Nutzanwendung von dem bisher Gesagten übergehen, müssen wir noch ganz kurz auf die neue japanische Erdbebenskala eingehen, worauf wir S. 326 schon hingewiesen hatten. Wir wollen damit nochmals die Schwierigkeiten charakterisieren, die uns in einer Verbindung einer subjektiven und objektiven Beurteilung zu liegen scheinen, wenn es sich nicht um irgendwelche relative Vergleiche handelt.

Die Japaner veröffentlichen in ihren seismischen Vierteljahresberichten*) die Größe der maximalen Bodenbewegung zusammen mit den entsprechenden Intensitäten, wie sie auf den wichtigsten japanischen Stationen beobachtet worden sind. Durch die siebenteilige Erdbebenskala ist ein verhältnismäßig großer Spielraum in der Beurteilung gelassen. Fühlbare Intensitäten und objektive Beschleunigungswerte haben folgenden Zusammenhang:

Intensitätsgrad	Beschleunigungswerte
0. no feeling	bis 0.5 cm/sec ²
I. slight	0.5 „ 2.0 „
II. rather weak	2.0 „ 8.0 „
III. weak	8.0 „ 32.0 „
IV. rather strong	32.0 „ 128.0 „
V. strong	128.0 „ 512.0 „
VI. violent	512.0 und größer „

Aus den Berichten von 1931 habe ich diejenigen Beben ausgewählt, deren Intensität den II. Grad gehabt oder diesen Grad überschritten hatte. Außerdem

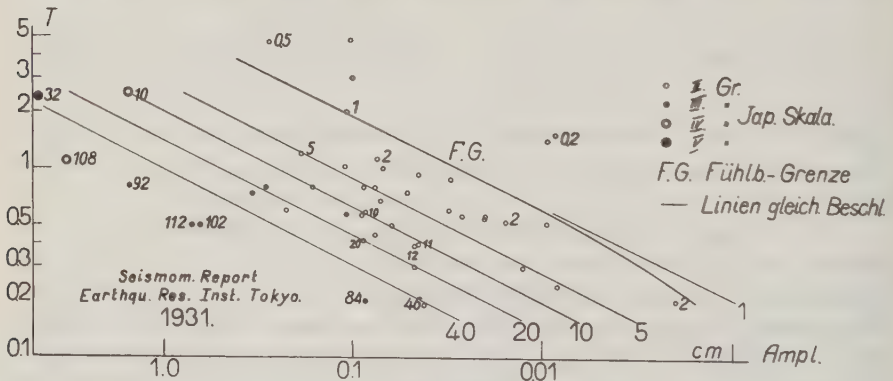


Fig. 6

benutzte ich nur diejenigen Beben, deren angegebene Schwingungsdauern in den beiden Komponenten gleich gewesen sind, weil ich so die resultierende Amplitude aus den beiden Komponenten berechnen konnte. Auf diese Weise entstand Fig. 6, in der außer den durch die Punktform unterschiedenen Stärkegraden eine Reihe von Beschleunigungswerten angegeben sind.

*) Vgl. z. B. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo 9, 378 (1931).

Das Ergebnis von Fig. 6 können wir dahin zusammenfassen, daß selbst Beben vom II. Stärkegrade nach der neuen japanischen Skala oder vom V. bis VI. Grade der Mercalli-Cancani-Skala hinsichtlich ihrer zur Beurteilung angeführten gemessenen Werte nicht zu fühlen gewesen sind. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Angaben von seismischen Stationen stammen, auf denen wir es mit geschulten Kräften zu tun haben.

§ 8. *Eigenschwingungen des Bodens.* Bei der Frage nach der Beurteilung von Verkehrserschütterungen muß auf einen weiteren Punkt hingewiesen werden, der ohne Zweifel auch eine sehr bedeutende Rolle spielt. Es handelt sich dabei um die durch die Verkehrserschütterungen angeregten oder anregbaren Eigenschwingungen des Bodens.

Diese Eigenschwingungen des Bodens spielen bei den Erdbeben eine viel größere Rolle, als man das im allgemeinen annimmt. In welchem Maße sie auf-

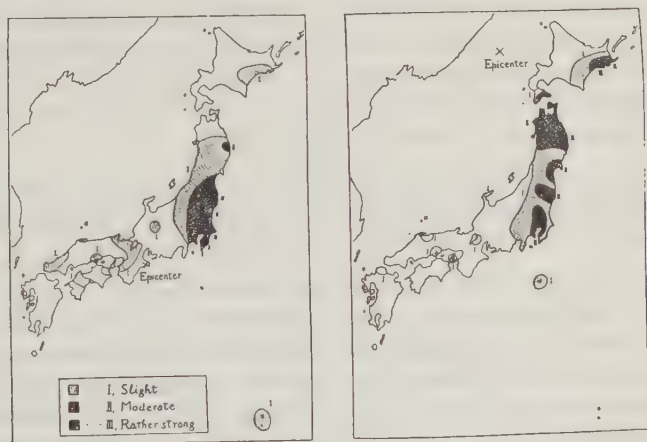


Fig. 7. Schüttergebiete von zwei Tiefbeben

treten, zeigt Fig. 7. Dabei handelt es sich um die Schüttergebiete von zwei Tiefbeben, deren Herde etwa 1100 km auseinanderlagen. Die Herdtiefe betrug 360 bzw. 400 km. Das auffallende an Fig. 7 ist, daß, abgesehen von den Bebenstärken, die angeregten Gebiete im wesentlichen die gleichen sind. Dies ist nur möglich, wenn wir diesen Gebieten eine besonders leichte Anregbarkeit und damit eine erhöhte Erdbebengefährlichkeit zuschreiben.

Die Untersuchung der Eigenschwingungen des Bodens nimmt heute schon einen großen Raum in der seismischen Literatur ein. Denn was sich in Fig. 7 gewissermaßen „in Reinkultur“ zeigt, ist immer wieder auch im kleinen beobachtet worden. Es sei in diesem Zusammenhang auf die Arbeiten von Suyehiro*),

*) K. Suyehiro: A seismic Vibration Analyser and the Records obtained therewith. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo 1, 59—64 (1926).

Ishimoto*), Köhler**), Ramspeck***) und die in großem Maßstabe ausgeführten Arbeiten der Deutschen Gesellschaft für Bodenmechanik†) verwiesen. Auch der von Hagiwara††) über weitere Arbeiten von Ishimoto gebrachte Hinweis scheint mir sehr bemerkenswert. Es handelt sich dabei um die Feststellung, die an zehn verschiedenen Stellen von Tokyo und Yokohama gemacht wurde, daß nämlich die von einem Erdbeben ausgelöste vorherrschende Periode an ein und demselben Platze immer dieselbe ist, daß aber diese Perioden an verschiedenen Plätzen verschieden sind, selbst wenn der Abstand nur etwa einen Kilometer beträgt.

Andererseits ist in der Seismologie die Tatsache bekannt, daß Gebiete mit Lockerboden von Bebenshäden in viel stärkerem Maße heimgesucht werden als Gegenden mit festem Gestein. Dies ist aber auch cum grano salis zu nehmen, wie folgende von Tsuboi†††) mitgeteilte Beobachtungstatsachen zeigen. Durch das Kwanto-Erdbeben von 1923 wurden in der Unterstadt von Tokyo die Holzhäuser meistens vollkommen zerstört, während die Steinhäuser im allgemeinen das Beben überlebten. Umgekehrt blieb in der Oberstadt kein Steinhaus heil, während die Holzhäuser meistens unberührt blieben. Für Hangô (Oberstadt) fand Ishimoto als vorherrschende Bodeneigenschwingungsdauer 0.3 Sekunden, während diese für Marunouti (Unterstadt) 0.6 bis 0.7 Sekunden betrug.

Damit hängt es auch zusammen, daß die mehrfach erwähnte neue japanische Erdbebenskala als vollgültig allein für Hangô bei der dort vorherrschenden Eigenschwingungsdauer des Bodens von 0.3 Sekunden erklärt wird.

Bei den Eigenschwingungen des Bodens handelt es sich im wesentlichen um zwei verschiedene Schwingungen. Die eine ist eine schnelle Vertikalschwingung, wobei wir es je nach der Zusammensetzung des Bodens mit Frequenzen zwischen 10 und 30 Hertz zu tun haben. Als Dämpfungswerte wurden solche zwischen $k = 1.6$ bis $k = 3.3$ ermittelt, wobei k das Verhältnis zweier Amplituden gleicher Schwingungsrichtung ist.

Die andere vorherrschende Schwingung ist eine horizontale Schwingung mit wesentlich langsamerer Schwingungsdauer, z. B. Leinetal 3 Hertz, $k = 1.2$, Tokyo wie oben erwähnt, 3 bzw. 1.5 Hertz.

*) M. Ishimoto: Comparaison accélérométrique des secousses sismiques dans deux parties de la ville Tôkyô. Ebenda **10**, 171—186 (1932).

) R. Köhler: Eigenschwingungen des Untergrundes, ihre Anregung und ihre seismische Bedeutung. Gött. Nachr., N. F. **1, 11—42 (1934), mit umfassenden Literaturverzeichnis.

***) A. Ramspeck: Versuche über Boden- und Gebäudeschwingungen. Zeitschr. f. Geophys. **9**, 44—59 (1933).

†) Veröffentlichungen des Inst. der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik, Heft 1, 1933, Heft 3, 1936.

††) T. Hagiwara: Report on the work of the Earthquake Res. Institute Tokyo. Imp. University during the year 1933—1934. Gerlands Beitr. **48**, 94—108 (1936).

†††) Ch. Tsuboi: Gerlands Beitr. **37**, 423 (1932).

§ 9. *Resonanzschwingungen von Gebäuden.* Die im letzten Kapitel erörterten Eigenschwingungen des Bodens werden in dem Fall besonders gefährlich, wenn sie die Gebäude zu Resonanzschwingungen anregen, wie das bei dem erwähnten Beispiel der Holz- und Steinhäuser in Tokyo der Fall gewesen ist. Denn durch das Aufschaukeln der Schwingungsamplituden treten Überbeanspruchungen des Baumaterials und damit Schäden auf. Wie weit Resonanzeffekte auftreten können, darüber können wir uns durch die Eigenschwingungszahlen und die Dämpfungswerte der Bauwerkschwingungen aller Art Auskunft verschaffen. Da es sich für mich an dieser Stelle nur um die Erörterung einiger prinzipieller Fragen handelt, muß die Zusammenstellung des vorhandenen Beobachtungsmaterials einer anderen Stelle vorbehalten bleiben. Ich muß mich auch hier mit einigen orientierenden Angaben begnügen.

Über Eigenschwingungs- und Dämpfungswerte von Gebäuden liegt ein umfangreiches Beobachtungsmaterial vor. Danach haben Häuser, je nach Größe und Bauart, Eigenschwingungen zwischen 0.14 bis 2.0 Sekunden Dauer. Die Dämpfungswerte mit Ausnahme der mir für Wolkenkratzer nicht bekannten liegen zwischen $k = 1.2$ bis $k = 3.0$. Die geringsten Dämpfungswerte weisen Schornsteine mit $k = 1.04$ bis $k = 1.3$ auf. Sehr erwünscht wären in diesem Zusammenhang noch die Angaben über Dämpfungswerte von Funkturmschwingungen, die aus einer Holz- oder einer Eisenkonstruktion bestehen.

Über den Zusammenhang von Resonanzschwingungen und Beanspruchbarkeit des Baumaterials geben die Arbeiten von Ramspeck*) und die von Gerecke und Ramspeck**) Anhaltspunkte.

§ 10. *Stärke einer Erschütterung.* In § 3 hatten wir auf einen prinzipiellen Unterschied hingewiesen, der zwischen den dort erörterten Vorschlägen besteht. Es handelt sich dabei um die Frage, wie weit man einen einzelnen Maximalwert der Amplitude bzw. der Beschleunigung den Vorrang gegenüber dem gesamten Erschütterungsvorgang geben soll. Hierzu möge als Erläuterung Fig. 8 dienen. In Fig. 8 sind einmal zwei Registrierungen verschiedenen Ursprungs von vertikalen Bodenschwingungen an ein und derselben Stelle wiedergegeben. Der Fallhammer befand sich in einer Entfernung von etwa 70 m, während das Lastauto 6 m neben der in einem Hause aufgestellten Apparatur vorüberfuhr. Weiter sind in Fig. 8 die „Erschütterungsflächen“ gezeichnet. Dabei ist als Abszisse aufgetragen, wie oft während desselben Zeitabschnittes (in diesem Falle eine Sekunde) eine bestimmte Amplitude (bzw. bei gleicher Schwingungsdauer eine bestimmte Beschleunigung) erreicht oder überschritten wurde.

Die Erschütterung durch den Fallhammer zeichnet sich durch kürzere Dauer aber eine größere Amplitude gegenüber der durch das Lastauto hervorgerufenen

*) A. Ramspeck: Gebäudeschwingungen durch Erdbeben und Verkehr. V. D. I. 78, 669 (1934).

**) Fr. Gerecke u. A. Ramspeck: Boden- und Gebäudeschwingungen in Rastatt nach dem Erdbeben vom 8. Febr. 1933. Zeitschr. f. Geophys. 9, 342—350 (1933).

aus. Die Erschütterungsfläche des Autos ist größer (Verhältnis etwa 184:57). Wenn man langsame Einwirkungen, die durch eine Erschütterung verursacht werden können (z. B. Bodensetzungen) ins Auge faßt, so ist die durch das Lastauto hervorgerufene Erschütterung als die schädlichere zu betrachten. Ist aber die eine Schwingungsamplitude der Fallhammererschütterung so groß, daß damit eine Überbeanspruchung des Baumaterials verbunden ist, so ist das umgekehrte der Fall.

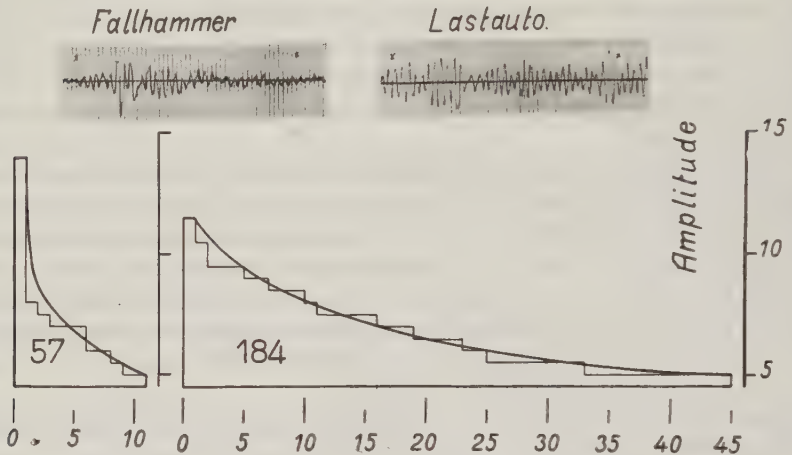


Fig. 8. Erschütterungsflächen.

Abszisse: Zahl der während eines bestimmten Zeitabschnittes erreichten bzw. überschrittenen Amplituden

§ 11. *Schlußfolgerung.* Es liegt nach meinen Ausführungen im Bereich der Möglichkeit, ein Diagramm zu ermitteln, welches in gleicher Weise für die Beurteilung von Erdbeben- wie Verkehrerschütterungen Anwendung finden kann. Der Verlauf der Kurven, welche die entsprechenden Stärkegrade abgrenzen, wird etwa dem der Fühlbarkeitsgrenze von Erschütterungen entsprechen. Der Abstand der einzelnen Kurven und der damit zusammenhängende Stärkegrad einer Erschütterung muß auf Grund von einwandfreien alten Ergebnissen und entsprechenden neuen Untersuchungen ermittelt werden. Als Anfang wird es genügen, diejenige Grenzkurve zu bestimmen, aus der die Schädlichkeit einer Erschütterung für Gebäudeschwingungen ersichtlich ist. Schon diese Grenzkurve aber wird für verschiedenen Untergrund wie auch für Gebäude unterschiedlicher Bauart verschieden sein.

Im übrigen wird es bei der Beurteilung einer Verkehrerschütterung von Vorteil sein, wenn man den im Anschluß an den vorliegenden Vortrag gemachten Vorschlag von Herrn Professor Dr. Mintrop berücksichtigt und die Schädlichkeit einer Erschütterung vom Standpunkt der Ortsüblichkeit beurteilt.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1936.

Untersuchungen am Schütteltisch

Von H. Martin, Jena — (Mit 7 Abbildungen)

1. Versuch der Realisierung der von der Theorie geforderten Anfangsbedingung bei Einschwingungsvorgängen. Bei der theoretischen Betrachtung der Einschwingvorgänge spielt der Fall eine Rolle, daß die erregende Schwingung in der Form

$$x = C \cdot \sin \kappa \tau \dots \dots \dots (1)$$

einsetzt. In der elektrischen Meßtechnik ist dieser Idealfall insofern zu erreichen, als man einen sinusförmigen Strom nur im Moment seines Nulldurchgangs einzuschalten braucht.

Bei der Prüfung der Einschwingvorgänge bei Seismometern war die plötzliche Erregung in der genannten Form nicht ohne weiteres möglich; jedoch gelang es mir

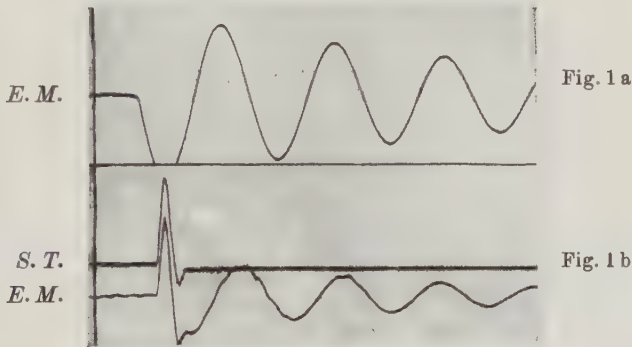


Fig. 1. Aufzeichnung einer plötzlich erregten Schwingung durch einen Erschütterungsmesser.

S. T. = Schütteltisch; E. M. = Erschütterungsmesser

auf folgende Weise, auch für Instrumente, deren Ansprechen auf dem Vorhandensein einer trägen Masse beruht, eine Anregung zu erreichen, die die Forderung von (1) nahezu erfüllt.

Dazu brachte ich gegenüber der beweglichen Schütteltischplatte*) in deren Bewegungsrichtung einen stärkeren Elektromagneten an. Die Stromregulierung erfolgte in der Weise, daß mit Hilfe eines an der Achse eines Synchronmotors befestigten Kontaktes pro 0.8 Sekunden ein Stromstoß von nur 0.08 Sekunden Dauer erzeugt werden konnte. Durch entsprechendes Einschalten des Stromes ließ es sich sehr bequem erreichen, daß man nur *einen* Stromstoß freigab und damit das

*) H. Martin: Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen, Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbettenforschung, S. 30, Heft 26, Jena 1935.

schwingungsfähige System (in diesem Falle den Schütteltisch) plötzlich zu Eigenschwingungen anregte. Die Aufzeichnungen der Bewegung vom Schütteltisch und die dadurch verursachten vom Seismometer wurden mit der Theorie verglichen.

Dafür möchte ich einige Beispiele bringen. In der Fig. 1 b gibt die obere Kurve die plötzlich erregte, aber stark gedämpfte Schwingung des Schütteltisches wieder, während die untere Kurve in Fig. 1 b die Aufzeichnung dieser Schütteltischbewegung durch einen schwachgedämpften Horizontal-Erschütterungsmesser zeigt. Die freie Schwingung dieses Erschütterungsmessers mit einer Schwingungsdauer von $T_0 = 0.80$ Sekunden ist aus Fig. 1 a ersichtlich. Theoretische und aufgezeichnete Kurven stimmen vollkommen überein.

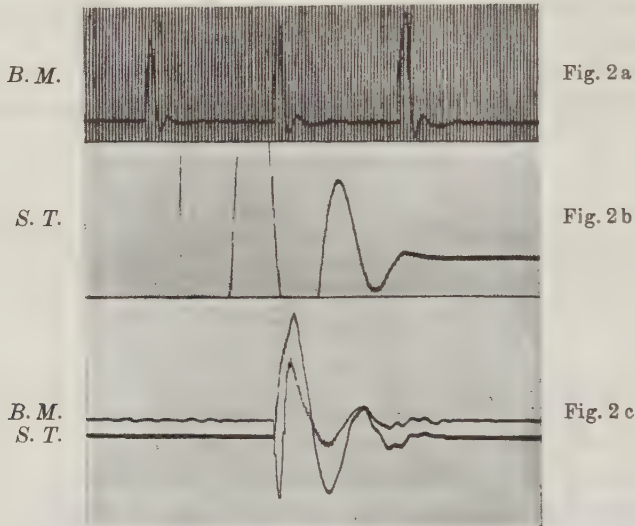


Fig. 2. Aufzeichnung einer plötzlich erregten Schwingung durch einen Beschleunigungsmesser.

B. M. = Beschleunigungsmesser; *S. T.* = Schütteltisch

In Fig. 2 sind zunächst die gedämpften Eigenschwingungen eines horizontalen Beschleunigungsmessers mit einem $T_0 = 0.11$ Sekunden (Fig. 2 a, Zeitmarkenabstand 0.02 Sekunden) und einer ausschlagenden Schütteltischschwingung von $T_0 = 0.4$ Sekunden (Fig. 2 b) wiedergegeben. Fig. 2 c zeigt die Aufzeichnung der plötzlich erregten Schütteltischschwingung mit Hilfe des durch die Fig. 2 a charakterisierten Beschleunigungsmessers.

Unter Einstellung von verschieden starken Dämpfungen bei dem eben erwähnten Beschleunigungsmesser wurden die Kurven in Fig. 3 c, 3 f, 3 i als Bewegungen von Schütteltisch und Beschleunigungsmesser registriert. Die Fig. 3 b, 3 e und 3 h zeigen die aus den Fig. 3 c, 3 f und 3 i entnommenen Aufzeichnungen des Beschleunigungsmessers ohne die Störungen durch Oberschwingungen usw. Die

zugehörigen theoretischen Kurven sind die in Fig. 3a, 3d und 3g. Diese sind berechnet mit den in Fig. 3 angegebenen Konstanten. In jedem der drei Fälle lautete die Erregung

$$x = C \cdot e^{-\alpha_T \tau} \sin \kappa \tau \quad \dots \quad (2)$$

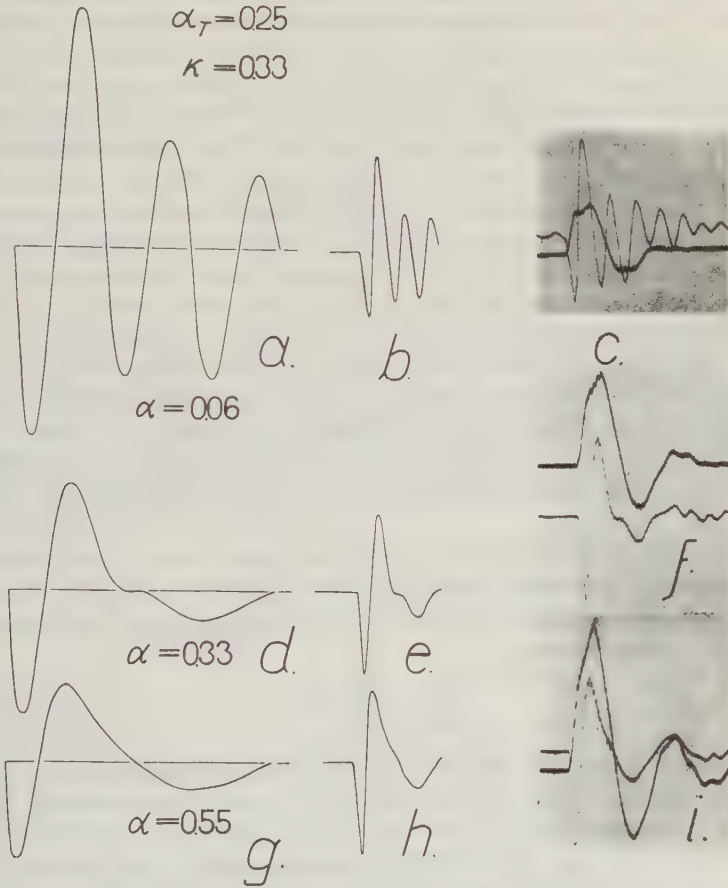


Fig. 3. Theoretische und experimentelle Einschwingkurven eines Beschleunigungsmessers mit verschiedener Dämpfung

Darin ist die Dämpfung der Tischschwingung $\alpha_T = 0.25$ und das Verhältnis der Schwingungsdauer von Beschleunigungsmesser ($T_{B.M.}$) und Tischschwingung (T_T) $\kappa = T_{B.M.}/T_T = 0.93$ zu setzen. Als Lösung erhält man*)

$$\xi = C \cdot e^{-\alpha_T \tau} \left[\sin(\kappa \tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha_{B.M.} \tau}}{\kappa \cdot \beta} \cdot \sin(\beta \tau + \varphi) \right], \quad \dots \quad (3)$$

*) H. Martin: a. a. O. S. 12.

wobei β durch

$$\beta = \sqrt{1 - \alpha_{B.M.}^2}$$

definiert ist. Diese Lösung stellt insofern einen Näherungswert dar, weil es sich bei dem vorhandenen Problem eigentlich um ein Kopplungsproblem handelt. Denn wir haben es mit einer abklingenden Schwingung (Tischbewegung) und mit der dadurch angeregten Schwingung des Beschleunigungsmessers zu tun. Es führt jedoch die erregende Schwingung bestenfalls 1.5 Schwingungen aus (Fig. 3i). Ferner sind für die Konstruktion der theoretischen Kurven die Phasenverschiebungen ζ und φ in (3) unberücksichtigt geblieben. Diese Vernachlässigung würde sich allerdings auch nur in Fig. 3g in ganz geringem Maße bemerkbar gemacht haben. Ein weiterer Unterschied zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven besteht darin, daß die erregende Tischbewegung infolge der Reibung eine mehr oder minder beträchtliche Abweichung von der Sinusform zeigt. Trotz aller dieser Einschränkungen stimmen die experimentell gewonnenen Kurven und die theoretischen qualitativ sehr gut überein. Außerdem ist noch ein weiterer quantitativer Unterschied vorhanden. Die drei theoretischen Kurven sind unter der Voraussetzung berechnet, daß allen erregenden Schwingungen (2) dieselbe Amplitude zugrunde liegt. Bei den experimentell gewonnenen Kurven sind dagegen die Amplituden der erregenden Schwingungen so gewählt, daß sie aufgezeichneten Beschleunigungskurven ungefähr dieselben Maximalamplituden haben.

Ein Vergleich der Fig. 3a und 3g mit den früher von mir*) als theoretische Einschwingkurven bei Beschleunigungsmessern gebrachten Kurven zeigt keine Übereinstimmung. Das hat seinen Grund darin, daß auch für den Beschleunigungsmesser als Grenzbedingung

$$\frac{dx}{d\tau} + \frac{d\xi}{d\tau} = 0$$

anzusetzen ist, d. h. es ist auch hier die Relativgeschwindigkeit gleich Null. In der genannten Arbeit bitte ich auch alle hier nicht noch einmal erklärten Bezeichnungen nachzusehen.

Seinerzeit hatte ich die fälschliche Annahme gemacht, daß man infolge der schnellen Eigenschwingung des Beschleunigungsmessers die Geschwindigkeit der erregenden Schwingung zu Anfang der Bewegung

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

gegenüber der des Beschleunigungsmessers

$$\left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

*) H. Martin: a. a. O. S. 16.

vernachlässigen könnte. Auf diesen Irrtum machte mich gesprächsweise Herr Professor Tsuboi (Tokyo) aufmerksam, dessen Ausführungen*) damit ihre volle Gültigkeit behalten.

Meine früheren Untersuchungen über die Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen bleiben von der oben erwähnten falschen Annahme deshalb unberührt, weil bei Voraussetzung einer Erregung

$$x = C \cdot \sin \kappa \tau - \frac{1}{3} C \cdot \sin 3 \kappa \tau \dots \dots \dots (4)$$

es ohne Einfluß ist, ob ich nach der Formel (20) oder (25) meiner früheren Arbeit**) rechne. Dies hat seinen Grund darin, daß bei dem obigen Ansatz (4) allein schon

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

und damit auch

$$\left(\frac{d\xi}{d\tau}\right)_{\tau=0} = 0$$

ist. Aus diesem Grunde stimmten auch meine früheren experimentellen Kurven mit der Theorie überein.

Es ist somit für Instrumente, deren Ansprechen auf der Verwendung einer trägen Masse beruht, gleichgültig, ob die aufzuzeichnende Bodenbewegung eine größere oder kleinere Eigenschwingungsdauer als das Seismometer hat, die Lösung der Schwingungsdifferentialgleichung

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = -\frac{d^2 x}{d\tau^2} \dots \dots \dots (5)$$

ist bei einer Erregung der Form

$$x = A \cdot \sin \kappa \tau + B \cdot \cos \kappa \tau$$

in jedem Falle

$$\xi = \frac{\kappa^2}{N} \left[\sqrt{A^2 + B^2} \cdot \sin(\kappa \tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha \tau}}{\beta \cdot \kappa} \sqrt{A^2 + \kappa^2 \cdot B^2 + 2\alpha \kappa A B} \cdot \sin(\beta \tau + \varphi) \right]. \quad (6)$$

Dabei bestehen die weiteren Beziehungen bzw. Abkürzungen

$$N = \sqrt{(1 - \kappa^2)^2 + 4\alpha^2 \kappa^2}, \quad \beta = \sqrt{1 - \alpha^2},$$

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\alpha \kappa A}{A(1 - \kappa^2) + 2\alpha \kappa B}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta[B(1 - \kappa^2) - 2\alpha \kappa A]}{A \cdot \kappa[1 - \kappa^2 + 2\alpha^2 - 1] + \alpha \cdot B(1 + \kappa^2)}. \quad (7)$$

2. Aufnahme der Resonanzkurve von Horizontalseismometern mit Hilfe von Neigungsschwingungen. Da ein Horizontalpendel auch auf Neigungsschwingungen

*) Ch. Tsuboi: Transient Motions of a Pendulum Caused by an External Vibration with Sudden or Gradual Commencement. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo 12, 426—445 (1934).

**) H. Martin: a. a. O. S. 13 u. 14.

anspricht, besteht die Möglichkeit, zur Prüfung von horizontalen Erschütterungsmessern Neigungsschwingungen zu verwenden. Das hat den Vorteil, daß man dieselbe Schüttelplatte für Horizontal- und Vertikalerschütterungsmesser verwenden kann. Es ist auch dann von Vorteil, wenn man keine ganz sauberen horizontalen Tischschwingungen für den ganzen Untersuchungsbereich zur Verfügung hat.

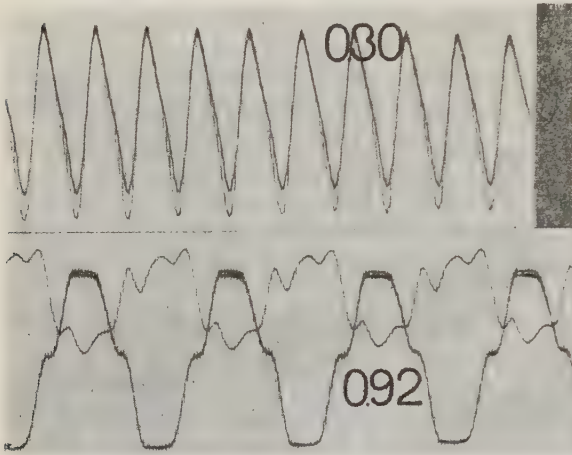


Fig. 4

Nach den Erfahrungen, die ich speziell mit meinem Schütteltisch (siehe Abschnitt 1) gemacht habe, treten bei langsamen Schwingungen die Reibungskräfte der Lagerung des Tisches in dem Sinne störend auf, daß trotz einer rein sinusförmigen Erregung (z. B. durch ein Federpendel) die Bewegung des Tisches um so mehr von der Sinusform abweicht, je langsamer die Bewegung ist. Die Aufzeichnung des Seismometers ist dann unter

Umständen die Beschleunigungskurve und hat mit einer Sinusform nichts mehr zu tun. Dafür möge als Beleg Fig. 4 dienen. Die Eigenschwingung des Seismometers betrug $T_0 = 0.6$ Sekunden.

Die Ermittlung der Resonanzkurvenpunkte ist mit Hilfe der in Fig. 5 schematisch dargestellten Versuchsanordnung erfolgt. Der Resonanzfaktor*)

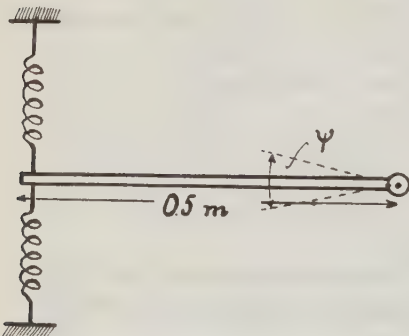


Fig. 5. Schematische Versuchsanordnung

setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Die Größe des horizontalen Anteils ist $C_1 \cdot \kappa^2 / N$, während der durch die Neigung bedingte Anteil den Betrag C_2 / N erhält. Dabei ist die Erregung im dimensionslosen Zeitmaßstab in der Form

$$x = \psi_m \sin \kappa \tau \dots (8)$$

angesetzt, während N die in (7) angegebene Form hat. Damit ist der Resonanzfaktor R_f zu schreiben

$$R_f = \frac{C_1 \cdot \kappa^2 + C_2}{N}$$

*) Vgl. z. B. H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphysik (Wien-Harms) 17, Teil 1, S. 46, Leipzig 1935.

Darin ist C_1 der Vergrößerungsfaktor für unendlich schnelle horizontale Schwingungen und C_2 der für statische Ausschläge (Neigungen). In der Fig. 6 sind die experimentell ermittelten Resonanzkurvenpunkte zusammen mit der theoretischen Resonanzkurve, die sich wiederum aus zwei Resonanzkurven zusammensetzt, gezeichnet. Ebenso sind die Werte von C_1 und C_2 angegeben.

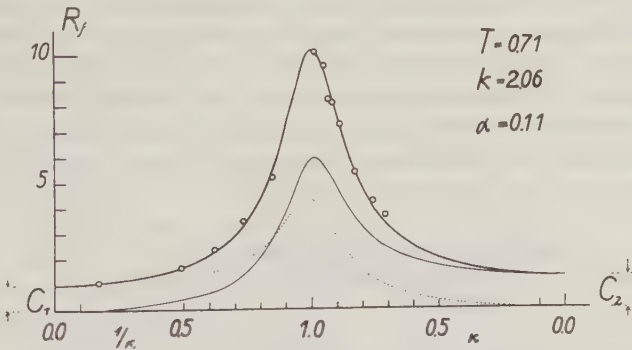


Fig. 6. Resonanzkurve bei Verwendung von Neigungsschwingungen

3. *Einschwingvorgang von Horizontalseismometern bei Neigungsschwingungen.*
Zum Schluß möchte ich noch ein Beispiel für den Einschwingvorgang bei Neigungsschwingungen bringen. Wie im vorigen Abschnitt erörtert wurde, treten bei einem Horizontalpendel infolge seiner Neigungsempfindlichkeit zwei Einflüsse, Einfluß der horizontalen Verschiebung, Einfluß durch die Neigung, in Erscheinung. Der erstere tritt dann nicht auf, wenn die Neigungsachse gerade durch den Schwerpunkt des Horizontalseismometers geht.

Ist die Erregung wieder in der Form (8) gegeben, dann lautet für ein ungedämpftes Horizontalpendel die Lösung der Schwingungsdifferentialgleichung (5)

$$\xi = \frac{C_1 \cdot \kappa^2}{N} \cdot \sin \kappa \tau - \frac{C_1 \cdot \kappa}{N} \cdot \sin \tau + \frac{C_2}{N} \sin \kappa \tau - \frac{C_2 \cdot \kappa}{N} \cdot \sin \tau \dots (9)$$

wobei C_1 , C_2 und N dieselben Bedeutungen haben wie im Abschnitt 2. Die Lösung (9) schreiben wir

$$\xi = \frac{1}{N} [(C_1 \cdot \kappa^2 + C_2) \cdot \sin \kappa \tau - \kappa(C_1 + C_2) \cdot \sin \tau] \dots (10)$$

Danach ist das Verhältnis der Amplitude der erzwungenen Schwingung zu der der freien Schwingung

$$r = \frac{C_1 \cdot \kappa^2 + C_2}{\kappa(C_1 + C_2)} \dots (11)$$

Durch Ausmessen der Amplituden der erzwungenen und der freien Schwingung lassen sich die Konstanten C_1 und C_2 und damit die Anteile der horizontalen Bewegung und der Neigung ermitteln.

In gleicher Weise erhält man für das Verhältnis v , wenn die Erregung

$$x = \psi_m \cdot \cos \varkappa \tau \quad (12)$$

ist,

$$v = \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

In Fig. 7 habe ich die theoretischen Kurven gezeichnet, wenn ich einmal eine rein horizontale Erregung voraussetze (Fig. 7a, Erregung: $x = C \cdot \sin \varkappa \tau$ bzw. $x = C \cdot \cos \varkappa \tau$). Dabei stellt die punktierte Kurve in beiden Fällen die freie Schwingung des Horizontalseismometers dar. Den beiden Kurven in Fig. 7b liegen die Erregungen (8) bzw. (12) zugrunde. Sie sind hinsichtlich ihrer Konstruktionselemente den beiden experimentellen Kurven 7c und 7d angepaßt.

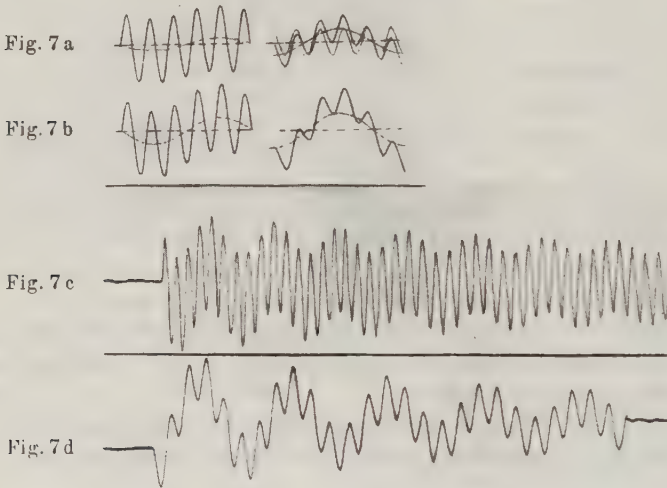


Fig. 7. Theoretische und experimentelle Einschwingkurven

Während die punktierte Kurve der ersten Kurve von 7b wieder die freie Schwingung des Horizontalseismometers zeigt, die entsprechend (10) eine größere Amplitude hat als die entsprechende Kurve in der darüberstehenden theoretischen Figur, stellt in Fig. 7b die punktierte Kurve der zweiten Figur den Anteil der freien Schwingung dar, der infolge der Neigung noch zur entsprechenden freien einer reinen horizontalen Erregung hinzukommt. Den theoretischen Kurven 7a und 7b liegen gleiche Amplituden der erzwungenen Schwingungen zugrunde, und sie sollen den Unterschied in den Amplituden der freien Schwingungen zeigen. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen Kurven 7b und den dazugehörigen experimentellen 7c und 7d ist eine sehr gute.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, November 1936.

Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik

Von R. Bungers, Göttingen — (Mit 1 Abbildung)

Im Geophysikalischen Institut in Göttingen gingen die Bestrebungen in den letzten Jahren dahin, nicht nur die ersten Einsätze möglichst genau zu gewinnen, sondern die gesamte Bewegung des Bodens bei stoßförmiger oder sinusförmiger Anregung getreu zu registrieren, damit man recht viele Möglichkeiten hat, um Schlüsse auf den Bau des Untergrundes zu ziehen. Man hat dazu Amplituden und Phasen des Bodens in drei Komponenten aufzuzeichnen. Dabei stößt man auf zahlreiche experimentelle Schwierigkeiten, die aber heute zum größten Teil überwunden sind, so daß man annehmen kann, daß man mit einer modernen Feldapparatur die wahre Bewegung des Bodenstückes, auf dem man mißt, erhält. Es ist daher zweckmäßig, Methoden zur Verwertung von Phasen- und Amplitudenmessungen weiter zu entwickeln. Ich will hier nun auf zwei Methoden eingehen, bei denen wesentlich die Verwertung gemessener Amplituden Schlüsse auf den Bau des Untergrundes zuläßt.

1. Die erste bezieht sich auf die Sprengseismik und zwar auf die Feststellung der Neigung von Schichten im Untergrund durch Amplitudenmessungen allein. Diese Methode ist im Geophysikalischen Institut Göttingen entwickelt und praktisch durchgeführt worden*).

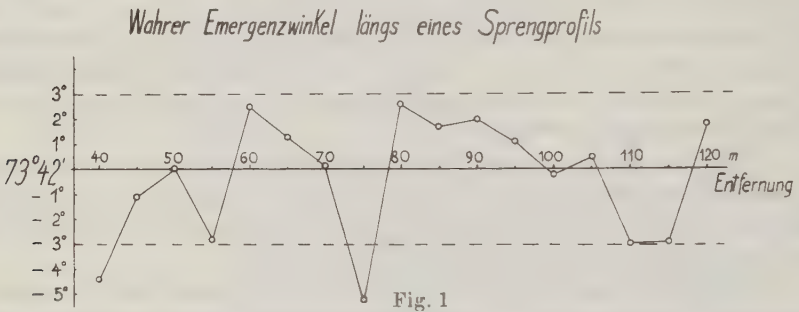
Betrachtet man in großer Entfernung vom Sprengpunkt den Ausschlag des ersten Stoßes, so rührt dieser bei Annahme eines zweigeschichteten Mediums, dessen tiefere Schicht die größere Geschwindigkeit hat, von einem Strahl her, der in bekannter Weise unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion die untere Schicht trifft, in dieser verläuft und entsprechend auftaucht, und der in einer Ebene verläuft, die senkrecht zur Grenzfläche steht und durch die Basis geht. Diese Ebene ist vertikal, wenn die Grenzfläche horizontal ist oder man in der Einfallrichtung einer schrägen Grenzfläche sprengt; sonst ist sie gegen die Vertikale geneigt. Bezeichnen wir ihre Neigung gegen die Vertikale als „Basisabweichung“, so ist klar, daß sich aus der Basisabweichung die Schichtneigung berechnen läßt. Benutzt man zwei Profile, die nicht parallel sind, so läßt sich auch noch die Einfallrichtung der schrägen Schicht bestimmen, beides *ohne Kenntnis der unteren Geschwindigkeit*. Man hat nur die Richtungswinkel des Emergenzstrahles aus den Amplituden des ersten Stoßes zu ermitteln und gewinnt daraus die Basisabweichung.

Ist das Geschwindigkeitsverhältnis bekannt, so kann man die Berechnung so einrichten, daß man nur eine Basis in beiden Richtungen abzusprengen braucht, um beide gesuchte Größen, Neigung und Einfallrichtung, zu erhalten.

*) R. Bungers: Bestimmung von Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. 11 (1935); M. Kamel: Bestimmung des Einfallens (Neigungswinkels) und der Streichrichtung einer ebenen Grenzschicht aus Amplituden bei seismischen Sprengungen. Dissertation Göttingen 1936.

Die Güte der Methode hängt wesentlich von Homogenität des Bodens und Ebenheit der Grenzfläche ab. Man erkennt das Erfülltsein dieser Voraussetzungen am deutlichsten daran, ob die für einen Winkel längs eines Profils gefundenen Werte hinreichend übereinstimmen und ob die Laufzeitkurve stückweise geradlinig ist. Das beifolgende Bild zeigt an dem Beispiel einer Göttinger Meßreihe (die Werte sind der Arbeit von Kamel entnommen), inwieweit das erfüllt sein kann. Dargestellt ist der wahre Emergenzwinkel; die Schwankungen sind ganz gering (bis auf zwei Fälle $< \pm 3^\circ$, Fig. 1), so daß man Homogenität und Ebenheit der Grenzfläche annehmen kann. Die Bestimmung von Schichtneigung und Einfallsrichtung ist entsprechend zuverlässig.

Die Methode erscheint nach den Ergebnissen als durchaus entwicklungsfähig. Ein Nachteil dieser Methode gegenüber der üblichen Laufzeitmethode ist natürlich der, daß man in mindestens zwei Komponenten, also mit zwei Apparaten messen muß.



2. Die zweite Methode bezieht sich auf die Erschließung des Untergrundes durch *Maschinenschwingungen*. Diese Methode wurde in einer Zusammenarbeit des Geophysikalischen Instituts in Göttingen mit der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Techn. Hochschule Berlin) entwickelt*). Durch eine Schwingmaschine mit Exzenter wird dem Boden sinusförmig veränderliche elastische Energie zugeführt, deren Ausbreitungseigenschaften untersucht werden, welche Schlüsse auf den Bau und die Eigenschaften des Untergrundes gestatten. Ist die Maschinenfrequenz konstant, so ist die maximale Amplitude an einem festen Beobachtungspunkt auch konstant. Verändert man aber die Maschinenfrequenz, z. B. durch An- oder Auslaufenlassen der Maschine, so können am festen Beobachtungspunkt periodische Schwankungen der Amplitude auftreten, die zuerst von G. A. Schulze festgestellt und gedeutet worden sind**). Es sind dies Schwebungserscheinungen, die dadurch entstehen, daß die Wellen von der Maschine aus mit verschiedener Geschwindigkeit zwei Schichten durchlaufen. Am Beobachtungs-

*) A. Ramspeck u. R. Köhler: Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen. Veröffentl. d. Instituts der Deutschen Gesellschaft f. Bodenmechanik, Heft 4. Seismische Untersuchungen des Geophys. Instituts in Göttingen XXV.

**) G. A. Schulze: Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegungen. Zeitschr. f. Geophys. 11, 307 (1935).

ort überlagern sich daher zwei Schwingungen verschiedener, aber benachbarter Frequenz. Das ist ja die Bedingung für die Entstehung von Schwebungen. Die Analyse dieser Schwebungsbilder sowie Rückschlüsse auf die durchlaufenen Schichten, ihre Dicke, ihre elastischen Eigenschaften sind wegen der genauen optischen Registrierung sehr wohl möglich. Nur erfordert das vorerst eine genaue mathematische Theorie. Die bisherigen Schwebungstheorien bezogen sich nur auf harmonische Teilschwingungen und waren noch nicht vollständig. Daher war eine Neuaufstellung der Theorie der Schwebungen notwendig, und es war die Anwendung derselben auf den besonderen Fall der Schwebungen bei Maschinenschwingungen zu studieren*).

Haben die beiden Teilschwingungen die Amplituden A_1 und A_2 und die Frequenzen ν_1 und ν_2 , wobei $\nu_1 > \nu_2$ sei, so richtet sich im Falle $A_1/A_2 > 1$ die zusammengesetzte Schwingung bezüglich ihrer Frequenz (d. h. bezüglich der Anzahl der Nullstellen pro Periode der Schwebungsfigur) nach der Teilschwingung mit größerer Frequenz; ist aber $A_1/A_2 < \nu_2/\nu_1$, so richtet sie sich nach der Teilschwingung mit kleinerer Frequenz. In dem noch fehlenden Zwischenintervall $1 > A_1/A_2 > \nu_2/\nu_1$ ist das Verhalten aber recht kompliziert. Hierbei können im Minimum der Schwebungskurve „anomale“ Nullstellen mit solchen Maxima und Minima auftreten, die nicht an die „Schwebungskurve“ heranreichen. Zwei Bilder sollen das erläutern**).

Bei der Analyse von Schwebungsbildern hat man — auch in anderen Anwendungsgebieten — auf dieses Verhalten zu achten. Mathematisch drückt sich das so aus. Das Schwebungsbild hat ja bekanntlich die Gleichung

$$y(t) = a(t) \cdot \sin \left[2\pi \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} t + \varepsilon(t) \right],$$

worin $a(t)$ die eigentliche „Schwebungskurve“ ist und die Größe $\varepsilon(t)$, die von den Amplituden und Frequenzen der Teilschwingungen abhängt, die Nichtkonstanz der Frequenz bedingt. Die Frequenz ist bekanntlich die Ableitung der Phase:

$$f(t) = \pi \cdot (\nu_1 + \nu_2) + \varepsilon'(t).$$

In dem genannten anomalen Fall ergibt sich nun $f(t)$ im Schwebungsminimum als negativ, so daß hier diese Definition des Begriffes „Frequenz“ versagt.

Im Falle der Schwebungen bei Maschinenschwingungen liegt nun deshalb eine Besonderheit vor, weil hier die Frequenzen und die Amplituden der Teilschwingungen A_1 und A_2 nicht konstant, sondern mit der Zeit veränderlich sind. Es kann dabei vorkommen, daß am Anfang das Verhältnis $A_1/A_2 > 1$ ist, dann langsam kleiner wird und später $< \nu_2/\nu_1$ ist. In der Schwebungsfigur äußert sich das darin, daß sich die zusammengesetzte Schwingung in ihrer Frequenz erst nach der Teilschwingung mit größerer, dann nach der mit kleinerer Frequenz richtet, daß also die Frequenz plötzlich „umkippt“. Unabhängig von der theoretischen Ableitung dieser Möglichkeit hat Herr Schulze dieses Verhalten auch experimentell gefunden und wird es in seinem Vortrag mit einer Abbildung belegen.

*) R. Bungers: Theorie der Schwebungen. Zeitschr. f. Geophys. 12, 229 (1936).

**) Vgl. Fig. 3 und 5 der zitierten Arbeit.

Das elastische Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung

Von G. A. Schulze, Göttingen — (Mit 2 Abbildungen)

Bei den gemeinsamen Arbeiten der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik und dem Geophysikalischen Institut Göttingen sollte das elastische Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung untersucht werden. Der Stoff für diesen Vortrag ist zu einem großen Teil einer gemeinsamen Veröffentlichung¹⁾ von Dr. Ramspeck und Dr. Köhler entnommen.

Als Sender diente ein Schwinger mit gegenläufigen Massen, der dem Boden vertikale sinusförmige Bodendrucke im Frequenzbereich von 10 bis 50 Hertz mit einer Maximalbelastung von 2000 kg aufprägen konnte. Dieser Schwinger gab gleichzeitig mit diesen elastischen Wellen noch für eine bestimmte Schwungmassenstellung ein elektrisches Signal. Als Empfänger diente ein elektrischer, geeichter Seismograph mit einer 10000fachen Vergrößerung. Die träge Masse besteht hierbei aus einem Permanentmagneten, dem eine Induktionsspule mit Eisenkern gegenüberliegt. Die in dieser Spule induzierten Ströme werden durch ein Kabel auf ein Galvanometer mit einer Eigenperiode von ~ 0.5 sec übertragen. Beim Bau dieses Seismographen kam es hauptsächlich darauf an, daß er leicht zu transportieren und aufzustellen, d. h. ohne viele empfindliche Hebelsysteme gebaut war. Die Bodenschwingungen wurden nun in verschiedenen Entfernungen vom Sender längs eines Profils mit den elektrischen Signalen gleichzeitig registriert. Bei den Geschwindigkeitsmessungen trägt man den Phasenunterschied zwischen dem elektrischen Signal und einer Phase der Bodenschwingung z. B. dem unteren Umkehrpunkt in sec als Funktion der Entfernung auf. Man erhält so direkt eine Laufzeitkurve. Auf homogenem Boden ist die Geschwindigkeit für verschiedene Wellenlängen oder Frequenzen gleich groß. Dagegen erhält man auf geschichtetem Boden eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Frequenz. Für einen bestimmten Boden wurde für 24 Hertz 150 m/sec, für 10 Hertz 330 m/sec und für 6 Hertz 750 m/sec gemessen. Diese gemessene Dispersionskurve ließ sich durch Dispersionskurven²⁾ annähern, die für ein zweischichtiges Medium berechnet waren. Die Neigung der Kurve hängt im wesentlichen von dem Geschwindigkeitsverhältnis in den beiden Schichten ab.

Amplitudenschwankungen treten auf, wenn man die Amplitude in Abhängigkeit 1. von der Zeit für einen festen Ort, 2. von der Entfernung bei konstanter Frequenz und 3. von der Frequenz an einem festen Ort gemessen aufträgt. Man erhält Amplitudenschwankungen in Abhängigkeit von der Zeit, wenn Wellen mit benachbarten Frequenzen zusammentreffen. Hierbei handelt es sich um echte Schwebungen. Beim An- oder Auslauf eines Schwingers²⁾ kommen wegen der verschiedenen Laufzeiten durch einen zweigeschichteten Boden Frequenzen gleichzeitig am Beobachtungsort an, die kurz hintereinander an dem Schwinger

entstanden sind. Diese Wellen mit benachbarten Frequenzen überlagern sich zu Amplitudenschwebungen³⁾.

Fig. 1 zeigt neben dem gleichmäßigen Auslauf eines Schwingers Schwebungen der Bodenschwingungen in 140 und 160 m Entfernung. Bei der Schwebungskurve in 160 m Entfernung gehen die Periodenänderungen, die gleichzeitig mit den Amplitudenminima auftreten, alle nach längeren Perioden nach oben hin. Bei den Schwebungen in 140 m Entfernung tritt als Besonderheit auf, daß für das

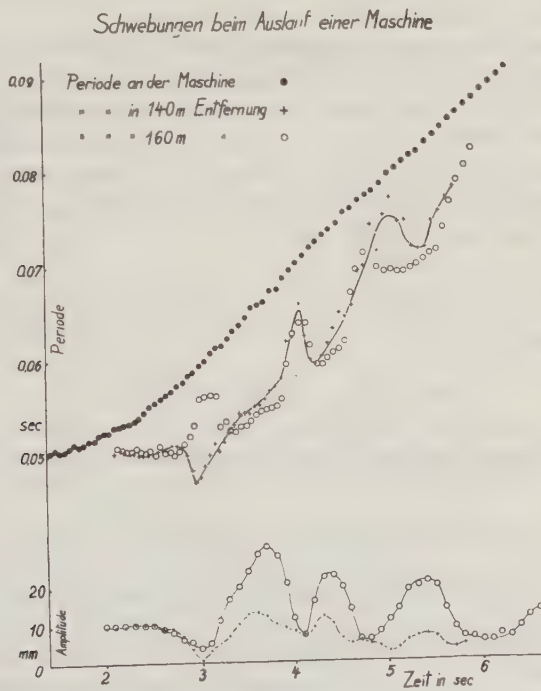


Fig. 1. In der Schwebungskurve in 140 m Entfernung ist die erste Periodenänderung nach unten, die nächsten nach oben. Das Amplitudenverhältnis hat sich umgekehrt

erste Amplitudenminimum die Periodenänderung nach unten, für die folgenden nach oben eintreten. Das Amplitudenverhältnis hat sich also während der Messung umgekehrt. Ein Beweis für diese Umkehr ist, daß das erste Amplitudenminimum fast auf Null heruntergeht; die Amplituden der Teilschwingungen sind fast gleich groß. Aus einer Reihe von Schwebungskurven, die längs eines Profils aufgenommen sind, lassen sich verschiedene Aussagen über Geschwindigkeiten, Schichtdicken und Absorption machen.

Bei den Amplitudenschwankungen in Abhängigkeit vom Ort bei konstanter Frequenz handelt es sich um Interferenzen¹⁾. Bei gleicher Frequenz aber verschie-

dener Geschwindigkeit in zwei Schichten sind die Wellenlängen verschieden groß. $\lambda_1 = v_1/n$; $\lambda_2 = v_2/n$; v_1 Geschwindigkeit in der oberen Schicht; v_2 Geschwindigkeit in der unteren Schicht. Je nachdem ob die beiden Schwingungen in Phase oder in Gegenphase schwingen, ergibt sich ein Amplitudenmaximum oder -minimum. Gilt für ein Maximum in der Entfernung s_1 für die Laufzeitdifferenz $(\Delta t)_{s_1} = rT$ ($T = 1/n = \text{Periode}$), so liegt das nächste Maximum in der Entfernung s_2 , wenn für s_2 gilt $(\Delta t)_{s_2} = (r+1)T$. Die Differenz der Laufzeitdifferenzen ergibt $(\Delta t)_{s_2} - (\Delta t)_{s_1} = T = 1/n = (s_2 - s_1)(1/v_1 - 1/v_2)$. Es ist also das Produkt $n(s_2 - s_1) = (1/v_1 - 1/v_2)^{-1}$ gleich einer Konstanten.

Amplitudenschwankungen in Abhängigkeit von der Frequenz für eine feste Entfernung vom Sender erhält man direkt durch Umzeichnen der Interferenzkurven. Für diese Kurven gilt dann: Liegt ein Maximum bei einem bestimmten n_1 , für die die Laufzeitdifferenz $(\Delta t)_{n_1} = rT_1$ ist, so liegt das nächste Maximum bei der Frequenz n_2 , für die gilt $(\Delta t)_{n_2} = (r+1)T_2$. Die Laufzeitdifferenz für die beiden Frequenzen n_1 und n_2 ist wegen der festen Entfernung des Beobachtungs-ortes vom Schwinger gleich groß. Es ist

$$(\Delta t)_{n_1} = (\Delta t)_{n_2} = \frac{1}{n_2 - n_1}; \quad \text{da } r = \frac{n_1}{n_2 - n_1} \text{ ist.}$$

Die Laufzeitdifferenz

$$\Delta t = \frac{1}{n_2 - n_1} = s \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) - \frac{2d}{v_1}$$

(d = Dicke der oberen Schicht). Das Produkt

$$s(n_2 - n_1) = \left[\left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) - \frac{2d}{v_1 s} \right]^{-1}$$

ist in diesem Fall \sim konstant, wenn s groß ist gegen d .

Anregung der Eigenperiode des Bodens durch nicht stationäre sinusförmige Zustände. In der Fig. 2 ist die Periode des Schwingers als ausgefüllte Kreise und die Periode des Bodens in 60 m Entfernung als offene Kreise als Funktion der Zeit aufgetragen. Beim Auslauf der Maschine nehmen die Perioden gleichmäßig zu. Der Boden in 60 m Entfernung macht dieselbe Periodenänderung zeitlich später durch. Von dem Doppelten der Eigenperiode des Bodens an macht er die erzwingende Bewegung nicht mehr mit, sondern pendelt in seiner Eigenperiode fast ungedämpft aus. Für das Auftreten der Eigenschwingung des Bodens ist es notwendig, daß die Energie der erzwingenden Schwingung abnimmt. Durch geeignete Anordnung des Auslaufversuches ist also eine Methode gegeben, um die freie Eigenschwingung eines Bodens anzuregen. Diese Methode hat den Vorzug vor der Anregung durch Sprengungen, daß eine bestimmte Eigenperiode angeregt werden kann. Die Eigenperiode der oberen Schicht beträgt 0.102 sec. Die Eigenperiode des Seismographen lag bei 0.07 sec. Bei einer Schichtdicke $D = 2$ m und einer Geschwindigkeit $v = 75$ m/sec ergibt sich eine Eigenperiode $T = 0.106$ sec.

Hierbei ist $D = \frac{\lambda}{4} = \frac{v}{1} T$ gesetzt worden (Knoten an der Grenzfläche). Die Dämpfung berechnet sich aus der ausklingenden freien Eigenschwingung, wenn man die noch herrschenden nicht stationären Zustände unberücksichtigt läßt, kleiner als 1.01 : 1.

Dieselbe Erscheinung läßt sich mit Hilfe eines ungedämpften Seismographen auf dem Schütteltisch zeigen. Bei kontinuierlich zunehmender Periode des

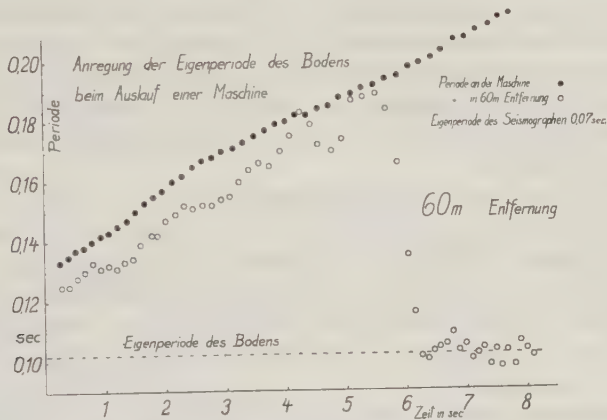


Fig. 2. Der Boden macht bis zum Doppelten der Eigenperiode des Bodens die erzwingende Schwingung mit. Von dort an pendelt er in seiner Eigenperiode fast ungedämpft aus

Schütteltisches macht der Seismograph die Bewegung des Schütteltisches bis zu seiner Eigenperiode mit. Von der Eigenperiode an behält der Seismograph diese bei, trotz der weiteren Zunahme der Periode des Schütteltisches. Diese Methode wurde auch von Dr. Köhler zur Anregung der Eigenperiode eines Gebäudes benutzt⁴⁾.

Literatur

¹⁾ Gemeinschaftsarbeit d. Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik Berlin und dem Geophysikalischen Institut Göttingen. Ramspeck-Köhler: Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen. Heft 4 der Veröffentl. d. Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (XXIV der Seism. Untersuchungen d. Geophysik. Instituts in Göttingen).

²⁾ G. A. Schulze: Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. (Seism. Untersuchungen d. Geophysik. Instituts in Göttingen Nr. XIX.) Zeitschr. f. Geophys. **11**, 307 (1935).

³⁾ R. Bungers: Theorie der Schwebungen. (Seism. Untersuchungen d. Geophysik. Instituts in Göttingen, Nr. XXV.) Ebenda **12**, 229 (1936).

⁴⁾ R. Köhler: Messung der Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche. (Seism. Untersuchungen d. Geophysikal. Instituts in Göttingen, Nr. XXIII.) Ebenda **12**, 148 (1936).

Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes

Von **A. Ramspeck**, Deutsche Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik, Berlin

Ein neuer Arbeitsbereich hat sich der angewandten Geophysik während der letzten Jahre in der Baugrundforschung erschlossen. Anknüpfend an die von der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik schon früher entwickelten dynamischen Untersuchungen ist in Zusammenarbeit zwischen dieser Gesellschaft und dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen ein Verfahren ausgearbeitet worden, das seitdem in der Baugrundforschung vielfach Anwendung gefunden hat.

Eine große Rolle bei Baugrunduntersuchungen spielt stets die Frage nach der Größe der Setzungen, die Gebäude auf einem vorgelegten Baugrund erleiden werden. Beschränken wir unsere Betrachtung auf rein elastische Setzungen, d. h. auf nicht zu große Lasten, so könnte man diese Setzungen auf Grund der heute bekannten Formeln mit einiger Sicherheit berechnen, wenn es gelänge, die elastischen Konstanten des Bodens, Elastizitäts- und Schubmodul und Poissonzahl, einwandfrei zu bestimmen.

Eine Bestimmung dieser Konstanten im Laboratorium ist aus leicht einzu- sehenden Gründen nicht durchzuführen. Der Versuch, die zu erwartenden Setzungen aus den bei Probelastungen an der Baustelle beobachteten Setzungen zu ermitteln, scheitert zumeist an den theoretischen Unzulänglichkeiten der Probelastung. Wünschenswert ist ein Verfahren, das die Bestimmung der Konstanten auf der Baustelle ohne Eingriff in die natürliche Lagerung des Bodens gestattet.

Eine der Messung jederzeit leicht zugängliche Funktion der elastischen Konstanten ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen. Wir können sie allgemein darstellen durch die Formel

$$v = k \sqrt{\frac{G}{\varrho}},$$

wobei G der Schubmodul, ϱ die Dichte und k eine Funktion der Poissonzahl m ist, die die Wellenart bestimmt. Für reine Transversalwellen ist z. B. $k = 1$.

Longitudinalwellen sind im allgemeinen für Baugrunduntersuchungen ungeeignet, da ihre Wellenlängen meist zu groß sind gegen die Schichtdicken usw., die für die Beurteilung des Baugrundes in Frage kommen. Wellen geeigneter Länge erhält man erfahrungsgemäß mit einer Schwingungsmaschine. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der von einer solchen Maschine ausgehenden Wellen ist wesentlich kleiner als die der Longitudinalwellen. Wäre die Wellenart genau bekannt, so könnte man aus der gemessenen Geschwindigkeit die elastischen Konstanten unmittelbar berechnen, und die Aufgabe wäre damit gelöst. Tatsächlich regt aber eine Schwingungsmaschine je nach der Bodenart, den Lagerungs-

verhältnissen und der gewählten Frequenz Transversal-, Rayleigh- oder Love-Wellen an oder Verbindungen zwischen diesen, so daß man meist nicht angeben kann, welcher besonderen Wellenart die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit zuzuschreiben ist. Es ist daher einfacher, die gestellte Aufgabe rein empirisch anzufassen, indem man für eine große Reihe bekannter Böden die Ausbreitungsgeschwindigkeit mißt und die gemessenen Werte in Beziehung setzt zu den auf diesen Böden erfahrungsgemäß auftretenden Setzungen. In der Baupraxis gibt man nun nicht die Setzungen selbst an, sondern diejenige Belastung pro Flächeneinheit, bei der sich erfahrungsgemäß ein Bauwerk auf dem betreffenden Boden nicht mehr als bis zu einer zugelassenen Grenze setzt. Man nennt diese Belastung die „zulässige Bodenpressung“. Die Zahlentafel zeigt an einer Auswahl von Beispielen den Zusammenhang zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit und zulässiger Bodenpressung.

Tabelle

Bodenart	Geschwindigkeit elastischer Wellen m/sec	Zulässige Bodenpressung kg/cm ²
Moor	80	0.0
Mehlsand	110	1.0
Mittelsand	150	2.0
Kies mit Steinen	170	2.5
Feinsand mit 30 % Mittelsand . .	190	3.0
Mergel	220	4.0
Kies in 4 m Tiefe	330	4.5
Dichter Grobkies	420	4.5

An Hand dieser Zahlentafel kann man für jeden vorgelegten Baugrund auf Grund einer Geschwindigkeitsmessung die „zulässige Bodenpressung“ angeben.

Ein Anwendungsbeispiel soll gegeben werden:

In der Baupraxis wird oft ein schlechter Baugrund durch künstliche Verdichtung verbessert, indem man ihn einrüttelt, einstampft oder auf andere Weise behandelt. Damit wird einmal die Dichte erhöht, zweitens aber auch die Festigkeit des Bodens und damit sein Schubmodul ganz wesentlich vergrößert, so daß trotz der Erhöhung der Dichte die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen größer wird. So wurde auf einem Boden in unverdichtetem Zustand eine Geschwindigkeit von 150 m/sec gemessen. Nach der Verdichtung durch eingerammte Pfähle stieg die Geschwindigkeit auf 320 m/sec, die „zulässige Bodenpressung“ also von 2 auf 4.5 kg/cm².

Charlottenburg, den 8. Oktober 1936.

Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers

Von H. Haalek, Potsdam

Es werden die Erfahrungen mitgeteilt, welche mit dem vierfachen statischen Schweremesser des Geodätischen Instituts in Potsdam bei der gravimetrischen Landesvermessung gemacht worden sind.

Als ich vor 6 Jahren auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Potsdam über die ersten Versuche mit einem statischen Quecksilber-Schweremesser berichtete, war seine Entwicklungsfähigkeit noch schwer zu beurteilen. Die ersten Messungen, welche 1930 mit einem kleinen, nur für das Laboratorium geeigneten Versuchsapparat im Geodätischen Institut und auf dem Funkturm ausgeführt wurden, waren erfolgversprechend. Dank dem Vertrauen, welches die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft meinen Arbeiten entgegenbrachte, konnte 1931 ein großes für Versuche im Gelände geeignetes Modell gebaut werden. Mit diesem Instrument wurden die Arbeiten so weit fortgesetzt, daß im Jahre 1933/34 eine Meßgenauigkeit von etwa ± 1 mgal für Messungen auf festem Lande und von etwa ± 3 bis 5 mgal für Messungen auf See angegeben werden konnte. Über die Ergebnisse dieser Versuche berichtete ich vor 2 Jahren auf der Tagung in Pymont. Im Winter 1934/35 wurde dann vom Geodätischen Institut ein verbessertes vierfaches Instrument für Messungen auf festem Lande gebaut, welches im vorigen Sommer in den Dienst der geophysikalischen Reichsaufnahme gestellt wurde. Über die *Ergebnisse mit diesem ersten vollständigen Feldinstrument* möchte ich im folgenden kurz berichten.

a) *Die technische Vervollkommnung des statischen Schweremessers.* Außer der Untersuchung und Bekämpfung der einzelnen Fehlerquellen galten die Arbeiten in erster Linie der technischen Ausgestaltung des Instruments, um seine Betriebssicherheit zu erhöhen, sodann der Ausbildung einer geeigneten Meßmethode. Die in der Schutzhülle befindlichen statischen Schweremesser waren zunächst ganz aus Glas gebaut, welches für einen Quecksilberschweremesser das am wenigsten Fehlerquellen verursachende Material ist. Aber die Bruchgefahr bleibt für einen den Erschütterungen des Transports ausgesetzten Apparat doch immer — auch wenn für die Glasteile besondere Schutzvorrichtungen eingebaut werden. Ebenfalls boten die Glashähne infolge ihrer dauernden Beanspruchung, wenn sie nicht oft genug gefettet wurden, häufig Gelegenheit, einen Meßapparat infolge Undichtigkeit außer Betrieb zu setzen. Die erste technische Aufgabe war also, die Glasverbindungen und Hähne durch stabiles Material zu ersetzen, ohne dadurch neue Fehlerquellen zu schaffen. Für die Durchführung dieser Versuche erwies sich das vierfache Instrument als sehr vorteilhaft. Es diente immer nur *ein* Instrument den Versuchszwecken, während mit den drei anderen die Messungen

unverändert fortgesetzt wurden, so daß keine Unterbrechungen bei den Vermessungsarbeiten einzutreten brauchten. *Das praktisch wichtige Ergebnis der Versuche ist, daß jetzt alle Glasverbindungen durch stabile Rohre und Hähne ersetzt worden sind, ohne daß dadurch die Meßgenauigkeit gelitten hat, so daß Beschädigungen jetzt so gut wie ausgeschlossen sind und der statische Schweremesser überhaupt nicht mehr geöffnet zu werden braucht.*

Ein zweiter technischer Fortschritt besteht darin, daß *das Beschaffen und Einfüllen von Eis künftig fortfällt*, indem eine automatische Temperaturregelung in die Schutzhülle eingebaut wird. Außer dem Fortfall an täglicher Nebenarbeit bedeutet es eine wesentliche Erleichterung der statischen Meßmethode in abgelegenen Gebieten, in welchen die Eisbeschaffung schwierig ist. Noch nicht beantwortet werden kann die Frage, wie weit mit den *Dimensionen des Instruments* herabgegangen werden kann, ohne die Meßgenauigkeit zu beeinträchtigen. Bis jetzt habe ich der Vorsicht wegen recht große Dimensionen gewählt. Eine beträchtliche Herabsetzung des Gesamtgewichts ist aber möglich, einmal, weil ein vierfaches Instrument nicht mehr nötig ist — die gegenseitige Kontrolle bei einem zweifachen Instrument genügt völlig —, zweitens durch Herabsetzung des Eis- und Wärmeschutzmantels. Ein starker *Personenkraftwagen* wird daher *für den Transport des statischen Schweremessers ausreichend* sein, was sowohl für die Meßgeschwindigkeit als auch für den Transport in schwer zugänglichen Gebieten günstiger ist.

Zur technischen Vervollkommnung des statischen Schweremessers gehört ein auf dem Prinzip des Luftthermometers beruhender *barometrischer Höhenmesser*, der am Schweremesser fest angebracht ist. Im letzten Heft der Zeitschrift für Geophysik habe ich bereits ausführlicher über diese Vorrichtung berichtet. Diese einfache Barometerform hat sich für unsere Zwecke als bedeutend einfacher, billiger und zuverlässiger erwiesen als die besten Präzisionsaneroide. Man kann es auf jeden beliebigen Luftdruck einstellen; Arretierungen während des Transports sind unnötig; es braucht an jeder Station nur abgelesen zu werden. Naturgemäß ist seine Meßgenauigkeit, welche zu etwa ± 0.5 m angegeben werden kann, nur deswegen erreichbar, weil die in den zeitlichen und örtlichen Luftdruckschwankungen liegenden Fehlerquellen der barometrischen Höhenmessung durch die Meßmethode des statischen Schweremessers sehr klein gehalten werden. Der barometrische Höhenmesser ist ein unentbehrliches Hilfsinstrument des statischen Schweremessers geworden, da er die bei der Schnelligkeit der Messungen doch sehr umständlichen und hinderlichen Nivellierarbeiten erübrigt und jede beliebige Punktwahl ermöglicht, was z. B. bei starkem Wind sehr vorteilhaft ist.

Obwohl *Messungen auf See* in den letzten beiden Jahren nicht stattgefunden haben — weil eben die Messungen in Norddeutschland als die wichtigeren vorgezogen werden mußten —, hat sich doch auch hier ein sehr wichtiger technischer Fortschritt ermöglichen lassen: Es ist nicht mehr nötig, für Messungen auf See ein besonderes Instrument zu konstruieren, sondern *jeder statische Schweremesser für Messungen auf festem Lande läßt sich ohne weiteres durch Austausch der Ablese-*

vorrichtung und Einsetzen einer Dämpfung in ein Instrument für Messungen auf See umwandeln. — Eine Messungsfahrt über die Nordsee wird kommende Woche stattfinden; und zwar eine Probefahrt mit einem neuen Modell der Askania-Werke. Nach Fertigstellung des neuen Instruments, welches von den Askania-Werken gebaut wird, ist dann eine Fahrt über den Atlantik geplant, d. h. falls es gelingt, die Mittel dafür zu erhalten.

Besondere Aufmerksamkeit wurde dem *zeitlichen Gang der Nullage* gewidmet, den der statische Schweremesser zuweilen noch zeigt. Hervorgerufen wird er ziemlich sicher durch thermische Einflüsse; oft läßt er Zusammenhänge mit den Erschütterungen des Transports erkennen. Obwohl der Gang nur sehr klein und häufig überhaupt nicht zu erkennen ist, so ist es vorläufig doch noch erforderlich, ein Meßprofil hin und zurück durchzumessen. Ich vermute jedoch, daß der zeitliche Gang bald völlig verschwunden sein wird. Wichtig ist diese Frage für die Überbrückung großer Entfernungen. Die Länge der Meßprofile liegt meistens zwischen 50 und 80 km, läßt sich bei guten Straßen oder längerer Arbeitszeit auch bis auf 100 km steigern. Solche Entfernungen können also unmittelbar überbrückt werden, ohne daß Zwischenanschlüsse eingeschaltet zu werden brauchen. Doch halte ich auch die Überbrückung größerer Entfernungen für möglich, z. B. wenn das Instrument in einen D-Zug gesetzt und an jeder Haltestelle abgelesen wird, wobei eine solche Messungsreihe mehrfach wiederholt werden kann. Derartige Versuche sind mit dem neuen verbesserten Instrument in Aussicht genommen.

b) Die bisherigen Vermessungsarbeiten mit dem statischen Schweremesser. Nach einer geschlossenen Meßschleife von etwa 70 Punkten Magdeburg—Braunschweig—Celle—Stendal—Magdeburg wurde im Rahmen der geophysikalischen Reichsaufnahme das folgende zusammenhängende Meßgebiet mit dem statischen Schweremesser vermessen: Im Süden begrenzt von der Linie Potsdam—Genthin, im Westen von der Elbe und der Linie Geesthacht—Travemünde, im Norden der Ostsee und im Osten von der Linie Rostock—Kyritz—Nauen—Potsdam. In bezug auf die Anlage der täglichen Messungsreihen wurden Versuche gemacht mit dem Kettenverfahren, mit in sich geschlossenen Meßschleifen u. dgl. Die einfachste Meßmethode, nämlich jedes Profil hin und zurück durchzumessen, wurde dann als die zweckmäßigste beibehalten. Als Basisstation wurde das Geodätische Institut in Potsdam gewählt. Da sich zwischen den einzelnen angeschlossenen Pendelstationen verschiedentlich Widersprüche ergaben, welche das erlaubte Maß überschritten, so wurden die statischen Messungen ganz frei von den Pendelwerten durchgeführt, d. h. ausgehend von der Basisstation Potsdam wurden alle statischen Meßreihen sukzessive an die vorhergehenden statischen Stationen angeschlossen. Die Zahl der Meßpunkte in diesem Gebiet beträgt rund 900.

Im Osten an dieses Meßgebiet wurde dann *in diesem Sommer eine neues Gebiet* angeschlossen, bei dessen Vermessung die im ersten Meßgebiet gemachten Erfahrungen ausgenutzt wurden. Es wurde vollständig getrennt von dem ersten

Meßgebiet behandelt. Ausgehend von der mehrfach kontrollierten Pendelstation Neubrandenburg als Basis wurde zunächst längs den Hauptstraßen ein Netz von Punkten 1. Ordnung geschaffen, die mehrfach kontrolliert wurden, und zwischen denen dann die einzelnen Meßreihen mit Punkten 2. Ordnung zu jeder Zeit eingehängt werden können. Die erste Meßschleife 1. Ordnung wurde von Neubrandenburg—Karow—Güstrow—Neubrandenburg gelegt, die zweite, größere, von Malchin—Güstrow—Rostock—Löbnitz—Malchin. Der Schlußfehler in der ersten Schleife betrug 1.2 mgal, in der zweiten nur einige Zehntel Milligal, so daß eine Verteilung des Schlußfehlers in beiden Fällen nicht nötig war. Im übrigen sind die einzelnen Daten dieser Vermessung nach meinem letzten Arbeitsbericht folgende:

Zahl der gesamten Messungen (vom 10. Juli bis zum 1. Oktober etwa)	= 1050
Zahl der einfach gemessenen Punkte	= 327
Zahl der doppelt gemessenen Punkte	= 183
Zahl der dreifach gemessenen Punkte	= 52
(Die übrigen Messungen sind Anschluß- und Kontrollmessungen.)	
Zahl der Arbeitstage (Meßtage)	= 60
Tägliche Arbeits(Meß-)zeit durchschnittlich etwa 7 Stunden.	

An 10 Tagen wurde nicht gemessen: 4 Anfahrten bei der Verlegung des Meßgebietes; dreimal Autopanne, 3 Tage Arbeiten am Instrument (Einbau von geänderten Apparaten, Skalenwertsbestimmungen).

Rechnen wir 24 Arbeitstage im Monat, so ist in diesem Sommer bei 7 stündiger täglicher Meßzeit und einem Punktabstand von etwa 3 km eine durchschnittliche Monatsleistung von 340 neuen Punkten 2. Ordnung erreicht worden. Berücksichtigt man, daß künftig die Meßzeit infolge Fortfalls der Nebenarbeit erhöht, die Fahrtgeschwindigkeit durch Benutzung eines Personenkraftwagens erheblich gesteigert werden kann, so ist diese Monatsleistung als Mindestleistung zu betrachten.

Die *Genauigkeit* der Punkte 1. Ordnung liegt innerhalb von ± 0.5 mgal, diejenige der Punkte 2. Ordnung durchschnittlich innerhalb von 1 mgal.

Die mittleren Fehler lassen sich natürlich, wenn man sie nicht als Ergebnis einer formalen Rechenoperation auffassen will, nicht auf $1/10$ mgal genau angeben. Die obigen Genauigkeitsangaben sind durchaus nicht als zu optimistisch zu betrachten. Es sind häufig Meßreihen beobachtet worden, die unbedingt eine große Meßgenauigkeit besaßen. Beispielsweise wurde das zweite Meßgebiet längs der Linie Pritzwalk—Warnemünde mit 23 Punkten an das Meßgebiet des vorigen Jahres angeschlossen. Nach Abzug einer vorhandenen Niveaudifferenz betrugen die Abweichungen nur an zwei Punkten 1 mgal, im Durchschnitt nur 0.4 mgal, was etwa einem mittleren Fehler von etwas über $1/4$ mgal entsprechen würde. Dabei handelt es sich zwischen den Messungen des vorigen Jahres und dieses Sommers um völlig getrennte Messungen; das Instrument ist inzwischen mehrfach geändert worden, es liegen innerhalb der Stationen verschiedene Anschlüsse u. dgl., so daß es sich wirklich um den äußeren mittleren Fehler handelt, auf den es letzten Endes ankommt.

Höhere Genauigkeiten sind durch öftere Wiederholungen zu erreichen.

Auf die praktischen Ergebnisse der gravimetrischen Vermessung kann ich hier nicht eingehen, da einmal die Ergebnisse Eigentum der geophysikalischen Reichsaufnahme sind, außerdem die Deutung der Schwerstörungen Sache der Geologen ist. Ich möchte nur darauf hinweisen, daß eine ganze Reihe — ich schätze etwa 8 bis 10 — lokaler negativer gravimetrischer Anomalien festgestellt worden sind, deren Ursache wohl nur durch das Vorhandensein — von bisher noch unbekannten — Salzhorsten erklärt werden kann.

Über Versuche zur Theorie des Polarlichts

Von H. Rudolph, Bad Homburg vor der Höhe

Die bisherigen Versuche beweisen nichts, lassen sich aber leicht so abändern, daß sie dem wirklichen Vorgang beim Polarlicht entsprechen.

Wenn beim Polarlicht elektrische Korpuskularstrahlen die Erde treffen, so muß sich letztere im Laufe der Zeit immer höher aufladen. Findet die Ansammlung der Elektrizität in den leitenden Schichten der Polarlichthöhen statt, so verteilt sie sich über die ganze Erde. Deshalb ist an der bewohnten Erdoberfläche von dieser Ladung niemals etwas wahrzunehmen, wenn sie auch noch so groß ist, weil deren inneres Potential Null beträgt.

Mit der Zunahme ihres Potentials wächst aber ihre abstoßende Kraft, bis keine neuen Ladungsträger mehr herankommen und also auch kein Polarlicht mehr erzeugen können. Dadurch wird diese übliche Erklärung des Polarlichts vollkommen ad absurdum geführt.

Wie kommt es nun, daß es den Anschein hat, als ließe sie sich demungeachtet durch Versuche erhärten? Setzt man eine stark magnetisierte Nachbildung der Erde, eine Terrella, im Vakuum der Einwirkung von Kathodenstrahlen in der Weise aus, daß die Terrella leitend mit der Anode verbunden ist oder beide geerdet sind, was auf dasselbe hinausläuft, so streben auf den magnetischen Äquator der Terrella gerichtete Kathodenstrahlen nach ihren beiden Polen hin und zeigen damit den Einfluß des Magnetfeldes, scheinen also Polarlicht zu demonstrieren. Und doch ist dem nicht so, weil die von den Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen immer sofort Abfluß von der Terrella nach der Anode finden. Ist die Terrella isoliert, so geht dieser Abfluß unter Umständen immer noch infolge der Leitfähigkeit des Glases und des unvollkommenen Vakuums vor sich, ähnlich wie von der Stelle einer Röhre, wo Kathodenstrahlen auf die Glaswand treffen und sie hoch aufladen.

Alle diese Ableitungen sind bei der Erde selbst nicht möglich. Erst wenn man die isolierte Terrella so dreht, daß die Kathode in der Verlängerung ihrer

magnetischen Achse liegt, kann bei dem der Kathode nicht zugekehrten Pole durch sekundäre Kathodenstrahlung ein Elektrizitätsabfluß von der hoch aufgeladenen Terrella stattfinden, welcher dem wirklichen Vorgang beim Polarlicht wenigstens an diesem einen Pol besser entspricht.

Will man endlich an beiden Polen der Terrella ein Leuchten durch dichte Büschel abfließender negativer Elektrizität wie beim wirklichen Polarlicht haben, so muß man die Terrella zur Kathode machen. Denn es wird sich auch dann das Kathodenlicht in der Nähe der Pole halten und der Versuch nicht nur eine scheinbare, sondern eine wirkliche Analogie zum Polarlicht darstellen.

Die Störmersche Theorie ist unzweifelhaft richtig, und man muß sich darüber klar sein, daß sie immer gilt, für die auf der Erde ankommenden Kathodenstrahlen so gut wie für die von ihr entweichende negative Elektrizität. Entweicht also die eingestrahlte Elektrizität wieder, so kann dies nur dort stattfinden, wo die in Wirklichkeit zwar immer geschlossenen Kraftlinien wegen ihrer steilen Stellung und ihrer langen Umwege nach dem andern Pol hin angenähert wie nicht geschlossen erscheinen, besonders beim Vorhandensein starker elektrischer Abstoßungskräfte. Wo das Polarlicht, das durch Einstrahlung erklärt werden soll, auftritt, müßte also auch der Elektrizitätsabfluß stattfinden. Dann würden sich beide Vorgänge aber aufheben und die Einstrahlung stilllegen. Somit bleibt nur die Annahme übrig, daß das Polarlicht überhaupt nicht auf einer Einstrahlung, sondern nur auf einem Elektrizitätsabfluß von der Erde beruht. Alle Beobachter sprechen auch stets von aufwärts schließenden Strahlen beim Polarlicht, niemals von solchen, die von der Polarlichtkrone her nach dem Polarlichtbogen herabschießen¹⁾.

Es ist am wahrscheinlichsten, daß die zugehörige Einstrahlung ebenfalls durch Kathodenstrahlen stattfindet, aber durch sehr energiereiche, wie sie überall und jederzeit bei der Höhenstrahlung auf der ganzen Erde zu beobachten sind. Die elektrische Natur dieser Korpuskularstrahlen ergibt sich aus den beiden Azimutaleffekten der Höhenstrahlung, welche nach Thomas H. Johnson²⁾, wenn nicht für eine ganz einheitliche, so doch für eine wenigstens dem einen Vorzeichen nach stark überwiegende Strahlung sprechen. Die Beobachtung in der Wilson-Kammer ergibt mehr positive als negative Strahlen. Da die Primärstrahlung nach S. A. Korff³⁾ aber zweifellos eine Umwandlung in hohen Atmosphärenschichten erleidet, kann auf deren Vorzeichen nur aus dem zweiten der beiden Azimutaleffekte, dem West-Osteffekt geschlossen werden, indem überall mehr Strahlen von Westen als von Osten einfallen.

Ohne schwierige theoretische Untersuchungen, mit denen C. Störmer noch beschäftigt ist, läßt sich zeigen, daß bei der Entscheidung über das Vorzeichen die Strahlenenergie sehr mitspricht und daß für die großen Energiewerte, die allein für die Primärstrahlung in Betracht kommen, der West-Osteffekt auf *negatives* Vorzeichen der Primärstrahlen schließen läßt. Denn negative Elektronen kreisen durch den Erdmagnetismus so, wie die Erde rotiert. Bei 10^7 e-Volt Energie — beispielsweise am magnetischen Äquator, wenn ihre Bewegung nicht zu sehr

parallel zu den Kraftlinien erfolgt — beschreiben sie Kreise mit etwas über einem Kilometer Radius, in denen das Elektron bei Berührung des Erdbodens aus Osten geflogen kommt. Weil sich Elektronen mit stark fortschreitender Bewegung in engeren Kreisen drehen und auch von weit her seitlich aus der Meridianrichtung an den Ort ihres Einfallens vorrücken können, darf man von der Bedingung, daß der Mittelpunkt ihrer Kreisbahn einen Bahnradius über dem Erdboden liegen muß, absehen und ihn bis in denselben und sogar bis einen Bahnradius unter den Erdboden verlegt denken. Dann kann das Einfallen des Elektrons aus allen Punkten der östlichen Hälfte seiner Bahn erfolgen, nur mit dem Unterschied, daß es für die Punkte in der oberen Viertelbahn seiner östlichen Bahnhälfte immer schwieriger wird. Aus seiner westlichen Bahnhälfte kann überhaupt kein Einfallen stattfinden, weil es sich dort von der Erde weg bewegt. Strahlen geringer Energie fallen also zahlreich aus Osten und immer spärlicher aus Westen bei negativer Ladung ein. Ist ihre Energie größer und nehmen die Bahnradien zu, so wird die Ankunft aus Westen immer leichter, weil der Erdball bei tiefer Lage des Krümmungsmittelpunktes immer seltener die Bahn schon an einem anderen Orte beendet. Zuletzt ist die Erde gegen die große Bahn kaum noch ein Hindernis für das Kreisen in der Bahn kurz vor dem Einfallen am Beobachtungsorte, und es werden aus Osten und Westen gleichviel Strahlen kommen.

Bei noch größerer Energie, von 10^{10} bis 10^{11} und 10^{12} e-Volt und riesigen Krümmungsradien kommt aber die Zunahme des Magnetfeldes in Erdnähe und die dadurch bewirkte zunehmende Krümmung der Bahn unmittelbar vor dem Einfallen immer mehr zur Geltung. Für Strahlen, die ohne diesen Umstand fast aus Osten gekommen wären, tritt dadurch ein Abheben vom Erdboden ein, weshalb sie aus den einfallenden Strahlen ausscheiden. Anders ist es hingegen mit den Strahlen aus Westen, die bei homogenem Magnetfeld sonst viel zu hoch über den Beobachtungsort hinweggegangen wären; denn die Zunahme ihrer Krümmung gibt ihnen die Möglichkeit, ihn dennoch zu erreichen. Somit verschiebt sich das überwiegende Einfallen der Strahlen bei zunehmender Strahlenenergie immer mehr nach Westen. Daher deutet ihr West-Osteffekt auf *negative* Ladung. Es sind also Kathodenstrahlen.

Wenn sie auch keinen Sonneneffekt zeigen, müssen sie doch von der Sonne kommen, weil ja die aus ihnen stammende und im Polarlicht abfließende Elektrizität so abhängig von Vorgängen auf der Sonne ist. Nur ist diese Abhängigkeit keine direkte, sondern eine mittelbare infolge vorheriger Speicherung der eingestrahnten Elektrizität vor ihrem Wiederabfluß, der augenscheinlich nach einer mittleren Kumulationszeit von 1 bis 2 Tagen erfolgt. So langsame Heliokathodenstrahlen könnten schon deshalb die Erde nicht erreichen, weil die wirklichen energiereichen und lichtstrahlschnellen Heliokathodenstrahlen der irdischen Ionosphäre ein Außenpotential verleihen müssen, das alle langsameren Heliokathodenstrahlen restlos abweist.

Zu den hohen Energiewerten, die bei der Höhenstrahlung beobachtet worden sind, gehören so weite Umkreisungen des Magneten Erde mit Hunderttausenden

von Kilometern⁴⁾, daß ihre gleichmäßige Streuung über die Tag- und Nachtseite der Erde, sowie über alle Breiten ohne weiteres verständlich ist.

Wie man sieht, weist eine Kritik der Versuche über das Polarlicht nicht nur den Weg zur klaren Einsicht in den Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde, sondern macht überdies alle weit ausholenden und zum Teil recht bizarren Hypothesen über die Herkunft der sogenannten kosmischen Strahlung aus dem Weltraum oder von fernen Sonnen und neuen Sternen, ja sogar von extragalaktischen Nebeln vollkommen unnötig, was der weiteren Erforschung der elektrischen Verhältnisse der Sonne, ihrer Korona und der lichtstrahlschnellen Heliokathodenstrahlen zugute kommen wird.

Der eine voreilige Gedanke von der unmittelbaren Erzeugung des Polarlichts durch Heliokathodenstrahlen hatte bisher das Erkennen des einfachen und logischen Zusammenhangs zwischen solaren und irdischen elektrischen Erscheinungen unmöglich gemacht. Aber ein Durchdenken der auf diesen irrtümlichen Gedanken gegründeten schönen Versuche von Dr. E. Brüche konnte den Irrtum wieder aufdecken und zum Erkennen des wahren Vorganges führen.

Literatur

¹⁾ H. Rudolph: Der Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde. 61 Seiten. Leipzig, Verlag O. Hillmann, 1936.

²⁾ Thomas H. Johnson: Directional measurements of the cosmic radiation and their significance. Phys. Rev. (2) **45**, 294 (1934).

³⁾ S. A. Korff: Penetrating power of asymmetric component of the cosmic radiation. Ebenda (2) **46**, 74—75 (1934).

⁴⁾ A. a. O. der Notiz ¹⁾, S. 25.

Überwiegt positive oder negative Elektrizität in der Ionosphäre der Erde?

Von H. Rudolph, Bad Homburg vor der Höhe

Die Ionosphäre erhält durch die kosmische Ultrastrahlung ein sehr hohes äußeres Potential mit *negativem* Vorzeichen. Das Andauern der elektrischen Einstrahlung ist daher nur durch einen vierphasigen elektrischen Grundprozeß in Polarlichthöhen möglich, bei dem der Erde eine bedeutende elektrische Energie neben der Wellenstrahlung der Sonne zugeführt wird.

Nach Vegard ionisiert die Ultraviolettstrahlung der Sonne den Stickstoff, welcher in der Ionosphäre, das ist in 100 bis 800 km Höhe, vorherrscht, wie die eingehenden Untersuchungen des Polarlichtspektrums durch Vegard bewiesen haben. Der Lichtdruck soll dann die freigewordenen Elektronen fortreiben und von den Stickstoffionen trennen. Hieraus würde folgen, daß die Ionosphäre einen Überschuß an positiver Elektrizität besitzt. Vegard hat durch die damit

verbundene elektrische Abstoßung auch die relativ große Stickstoffdichte in Polarlichthöhen erklärt, die nach den Gasgesetzen und der aus dem Spektrum erkennbaren Temperatur sonst viel zu gering für die tatsächliche Intensität des Polarlichtspektrums sein würde.

Nun hat W. von Bezold im Jahre 1897 gezeigt¹⁾, daß die mittlere tägliche erdmagnetische Variation an ruhigen Tagen für das Sommerhalbjahr der nördlichen und den Winter der südlichen Halbkugel auf je zwei elektrische Stromsysteme oberhalb der Erdoberfläche für die Tag- und für die Nachtseite der Erde zurückzuführen ist, und zwar für jede Seite mit entgegengesetzter Stromrichtung und mit demselben Gegensatz auch für die nördliche und südliche Erdhälfte. Es kann sich bei dieser regelmäßigen Anordnung nur um Konvektionsströme der Luftzirkulation in der höchsten Atmosphäre handeln, wo offenbar Windgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 100 m/sec wie bei den leuchtenden Nachtwolken herrschen. Die von Bezold der betreffenden Abhandlung auf Tafel III²⁾ beigegebenen Gleichgewichtslinien des Potentials der täglichen Variation des Erdmagnetismus von April bis September 1870 nach der Berechnung von A. Schuster³⁾ zeigen für 12 Uhr Weltzeit auf der Nachtseite je einen zyklonischen und auf der Tagseite je einen antizyklonischen Wirbel für die nördliche und südliche Halbkugel an, wenn man die Sonnenbestrahlung auf der Tagseite und die Wärmeausstrahlung auf der Nachtseite als Ursache der Druckunterschiede ansieht. Daß immer zwei Wirbel der gleichen Art auf der Tagseite und der Nachtseite auftreten, liegt am entgegengesetzten Drehungssinn der hervorgerufenen Luftströmungen für die nördliche und südliche Halbkugel der Erde.

Gegen diese Erklärung⁴⁾ ist der Einwand erhoben worden, daß die Wirbelbildung durch das rasche Fortschreiten der Wirbelzentren mit der Sonne gestört oder ganz unterdrückt werden könnte. Das ist jedoch nicht der Fall, indem das Fortschreiten der Wirbel *entgegen* der Rotationsbewegung den Einfluß der Erdrotation auf die Winde in der polwärts gelegenen Wirbelhälfte noch vergrößert und nur in der äquatorwärts gelegenen Hälfte hemmt. Nun ist aber gerade in mittleren Breiten der Einfluß der Erdrotation auf die Winde am stärksten, so daß die Ausbildung zweier Wirbel auf dem gleichen Meridian um so eher möglich wird, weil alle benachbarten Rückkehrströmungen sich auch in gleicher Richtung bewegen.

Man ist also imstande, die Bewegungsrichtung der Träger elektrischer Ladungen in den vier großen Bezold'schen Wirbeln anzugeben. Daraus folgt unbedingt, daß negative Ladungen daselbst überwiegen. Bei vorwiegend positiven Ladungen bekämen ja die Pole der erdmagnetischen Variation, die mit den vier Wirbeln täglich in der Höhe über die Erde wandern, sämtlich das verkehrte Vorzeichen. Mittels einer Überschlagsrechnung läßt sich sogar abschätzen, daß ein negativer Überschuß in der Größenordnung von 10^4 Elektronenladungen im Kubikzentimeter vorhanden sein muß⁵⁾. Von dem dadurch bedingten Außenpotential kann man jedoch nichts weiter wahrnehmen, weil das entsprechende innere Potential im ungestörten Zustande Null ist.

Ein weiterer Grund für das notwendig negative äußere Potential der Ionosphäre geht aus den Untersuchungen über die Verteilung der kosmischen Ultrastrahlung hervor. Deren Beobachtung an verschiedenen Orten und in verschiedenen Höhen weist darauf hin, daß sie *primär* eine elektrische Korpuskularstrahlung höchster Energie darstellt, die überall und jederzeit auf der ganzen Erde vorhanden ist. Dadurch unterscheidet sie sich von der bisher angenommenen Aussendung langsamer elektrischer oder neutraler Teilchen bei Gelegenheit von Ausbrüchen auf der Sonne, die 1 bis 2 Tage vor ihrer Ankunft auf der Erde, wo sie angeblich Polarlicht und erdmagnetische Störungen verursachen, die Sonne verlassen haben sollen. Bisher hat noch jeder Versuch einer derartigen Begründung des parallelen Verlaufs der Polarlicht- und Sonnenfleckenhäufigkeit bei genauerem Zusehen versagt⁶⁾. Die dem gleichen Rhythmus unterworfenen erdmagnetischen Störungen brauchen durchaus keine unmittelbaren Folgen elektrischer Strahlen der Sonne zu sein, wenn das hohe äußere Potential der Ionosphäre mit einer *dauernden* Zustrahlung von Elektrizität zusammenhängt⁷⁾. Eine solche aber ergibt sich ohne weiteres, da die Verteilung der ununterbrochenen Ultrastrahlung über die Erde so abhängig vom Erdmagnetismus ist, daß nicht nur die zur Rotationsachse geneigte Lage der magnetischen Achse den Breiteneffekt der Höhenstrahlung beeinflußt, sondern sogar die exzentrische Lage des Zentrums für den Erdmagneten sich in dem sogenannten Längeneffekt der Ultrastrahlung zu erkennen gibt⁸⁾.

Von entscheidender Bedeutung für das Vorzeichen der elektrischen Korpuskeln ist jedoch nicht der an jedem Beobachtungsort wirksame Unterschied des vorwiegenden Einfallens der Strahlen in der Nord-Südrichtung, worauf der Breiteneffekt beruht, sondern der entsprechende Effekt in der Ost-Westrichtung. Es fallen nämlich überall von Westen her mehr Strahlen ein als von Osten. Während der Azimutaleffekt in Richtung Süd-Nord von der Summe positiver und negativer Strahlen abhängt, ist derjenige in Richtung West-Ost von ihrer Differenz abhängig. Deshalb läßt sich aus den Beobachtungen nicht nur ein Schluß auf das vorherrschende Zeichen der Primärstrahlen ziehen, sondern bei Berücksichtigung der Strahlenenergie auch das Verhältnis beider Vorzeichen abschätzen.

In der Theorie von Lemaître und Vallarta, auf Grund deren Thomas H. Johnson⁹⁾ diese Abschätzung vornahm und wobei er zum Schlusse kam, daß die primäre Strahlung überwiegend, wenn nicht ausschließlich aus positiven Teilchen bestünde, wies jedoch Störmer¹⁰⁾ auf das darin verkehrt angesetzte Vorzeichen für den Erdmagnetismus hin, so daß anzunehmen war, der Schluß müsse nunmehr lauten, die primäre Strahlung ist überwiegend, wenn nicht ausschließlich negativ. Eine neue Bearbeitung und Erweiterung der Theorie von Lemaître und Vallarta¹¹⁾ führt jedoch wieder auf den früheren Schluß, als ob positive Elektrizität in die Ionosphäre einstrahlen müßte. Das aber ist nach dem Verlauf der täglichen erdmagnetischen Variation gänzlich ausgeschlossen.

Der Grund für dieses Versagen der Theorie von Lemaître und Vallarta, die Störmer übrigens in ihrer Grundlage für verfehlt hält, ist der Unterschied, den die Strahlenenergie beim Umräumen der magnetischen Kraftlinien der Erde

bedingt. Wenn dieselbe nicht sehr groß ist, so vermag der Erdmagnetismus die elektrischen Teilchen noch zum Umkreisen einzelner Kraftlinienbündel gemäß der magnetischen Feldstärke daselbst zu zwingen. Deshalb gilt für diese oberhalb der Erdoberfläche zum anderen Pol gehenden Kraftlinien tatsächlich das umgekehrte Vorzeichen als in dem Falle einer über 10^{10} e-Volt hinausgehenden Energie der Teilchen. Wie die Teilchen alsdann nicht mehr zum Landen außerhalb eines verbotenen Raumes am magnetischen Äquator gezwungen werden, sondern die Erde überall mit nur geringen Intensitätsunterschieden treffen¹²⁾, so fallen sie auch vorwiegend aus umgekehrter Himmelsrichtung ein. Daher deutet das vorwiegende Einfallen von Westen her auf ihre negative Elektrizität, wie es die Erklärung der täglichen erdmagnetischen Variation verlangt.

Von größter Bedeutung hinsichtlich des gewaltigen negativen Außenpotentials, das die Ionosphäre durch sie besitzt, ist nun der Umstand, daß bei statischem Gleichgewicht die kosmische Ultrastrahlung infolge der elektrischen Abstoßung völlig aufhören müßte. Daraus folgt, daß ihre übergroße Energie einen schwingungsartigen dynamischen Gleichgewichtszustand hervorruft, dessen einzelne Phasen sich leicht ergeben und denen offenbar die von A. Wigand gefundenen Elementarwellen des luftelektrischen Potentialgefälles¹³⁾ zuzuschreiben sind. Bei diesem vierphasigen elektrischen Grundprozeß in der Ionosphäre mit einer Periode von etwa 0.2 Sekunden dringt die gesamte auf der Erde wirksame elektrische Energie ein. Unter anderem findet dabei auch die Aufrechterhaltung des positiven luftelektrischen Gefälles trotz des vertikalen Leitungsstromes der Schönwettergebiete eine einfache Erklärung, auf die aber hier nicht näher eingegangen werden kann¹⁴⁾.

Schließlich ergibt sich noch die richtige Erklärung des Polarlichtes¹⁵⁾, denn ein so ununterbrochener Zufluß negativer Elektrizität zur Erde ist nicht denkbar ohne entsprechenden Abfluß. Der aber ist wegen der dann nur geringen Geschwindigkeit der von der Erde weg gerichteten Kathodenstrahlung einzig und allein in den Gegenden möglich, wo die magnetischen Kraftlinien näherungsweise als nicht geschlossen angesehen werden dürfen. Nur dort können die Elektronen die Erde wieder verlassen, ohne zu ihr durch die Kraftlinien zurückgeführt zu werden.

Die Energie von 10^{12} e-Volt¹⁶⁾, mit der sie als Ultrastrahlung ankamen, bleibt auf der Erde zurück bis auf einen geringen Rest von 10^2 bis 10^3 e-Volt, der zur Erzeugung des beobachteten Polarlichtspektrums genügt. Beim Verlassen der Sonne aber, wo intensivere Heliokathodenstrahlbündel nach v. d. Pahlen und Kohlshütter als Koronastrahlen sichtbar werden¹⁷⁾, erhalten die Elektronen ihre Bahnkrümmung durch das Halesche Magnetfeld der Sonne oder ein höchstens 10^3 mal¹⁸⁾, aber nicht 10^{12} mal schwächeres Feld.

Zu letzterem Trugschluß führte die falsche Hypothese sehr langsamer Heliokathodenstrahlen, auf deren geringe Steifigkeit man durch den vermeintlichen direkten Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und erdmagnetischen Störungen geschlossen hatte⁷⁾.

Literatur

- ¹⁾ W. von Bezold: Zur Theorie des Erdmagnetismus. Sitz.-ber. Akad. Berlin. Math. u. naturw. Mitt. Heft IV, 271—306 (1897).
- ²⁾ Ebenda, vor S. 305.
- ³⁾ A. Schuster: Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) **130**, 507 (1889).
- ⁴⁾ H. Rudolph: Über die von L. Vegard angenommene Stickstoffstaubhülle der Erde. Gerlands Beitr. **27**, 378—381 (1930).
- ⁵⁾ H. Rudolph: Zur Kathodenstrahlung der Sonne. Naturwissensch. **19**, 66 (1931).
- ⁶⁾ J. Bartels: Polarlicht, Theorie und Beobachtung. Ebenda **19**, 190—191 (1931); W. Grottrian: Über den Zusammenhang zwischen Sonneneruptionen und erdmagnetischen Stürmen bzw. Polarlichtern. Ebenda **20**, 55—56 (1932).
- ⁷⁾ H. Rudolph: Folgerungen aus den bisherigen Forschungsergebnissen über die kosmische Ultrastrahlung. Gerlands Beitr. **39**, 260—262 (1933).
- ⁸⁾ M. S. Vallarta: On the longitude effect of cosmic radiation. Phys. Rev. (2) **47**, 647—651 (1935).
- ⁹⁾ Thomas H. Johnson: Directional measurements of the cosmic radiation and their significance. Ebenda (2) **45**, 294 (1934).
- ¹⁰⁾ C. Störmer: Critical remarks on a paper by G. Lemaître and M. S. Vallarta on cosmic radiation. Ebenda (2) **45**, 835—838 (1934).
- ¹¹⁾ G. Lemaître, M. S. Vallarta and L. Bouckaert: On the northsouth asymmetry of cosmic radiation. Ebenda (2) **47**, 434—436 (1935).
- ¹²⁾ E. Brüche: Wo erreichen kosmische Elektronenstrahlen die Erdkugel? Phys. Zeitschr. **32**, 31—33 (1931).
- ¹³⁾ A. Wigand: Die Feinstruktur des luftelektrischen Feldes. Zeitschr. f. Geophys. **5**, 319 (1929).
- ¹⁴⁾ H. Rudolph: Der Einfluß der Sonne auf den elektrischen und magnetischen Zustand der Erde. 61 Seiten. Leipzig, Verlag O. Hillmann, 1936.
- ¹⁵⁾ H. Rudolph: Die Energie der Heliokathodenstrahlen in ihrer Beziehung zur fortschreitenden Bewegung der Elektronen in den Polarlichtstrahlen. Zeitschr. f. Geophys. **10**, 356—359 (1934); H. Rudolph: Die Ursache des Polarlichts. Himmelswelt **45**, 246—247 (1935).
- ¹⁶⁾ Arthur H. Compton: Magnitude of cosmic ray bursts. Nature **134**, 1006 (1934). Man vergleiche auch die Notiz ⁵⁾.
- ¹⁷⁾ E. v. d. Pahlen und A. Kohlschütter: Untersuchungen über die Sonnenkorona. Veröffentl. d. Univ.-Sternw. zu Bonn Nr. 24. F. Dümmler, 1930.
- ¹⁸⁾ H. Rudolph: Zum allgemeinen Magnetfeld der Sonne. Naturwissensch. **10**, 57—58 (1922).

Aufschlüsse über die Ionosphäre aus der Analyse sonnen- und mondentägiger erdmagnetischer Schwankungen

Von J. Bartels, Eberswalde — (Mit 10 Abbildungen)

Aus den tagesperiodischen erdmagnetischen Variationen läßt sich auf die Ionisation und die Bewegung in der Ionosphäre schließen. Insbesondere eignen sich dazu die mondentägigen Variationen L , weil ihre Entstehung physikalisch einfacher ist als diejenige der sonnentägigen Variationen S . Das beobachtete Verhältnis der Intensität von L zu S macht es wahrscheinlich, daß in den Schichten unterhalb der Ionosphäre keine so großen täglichen Temperaturschwankungen vorkommen wie manchmal angenommen. Für 12jährige Beobachtungen der Horizontalintensität in Huancayo, Peru, werden L und S in ihrer Abhängigkeit von der Jahreszeit, dem Fleckenzustand der Sonne und dem erdmagnetischen Störungszustand in vorläufiger Form mitgeteilt und besprochen. Die lunare Variation L im Südsommer ist an dieser Station die größte bisher für irgendein Observatorium gefundene, und zwar sowohl ihrer absoluten Größe nach wie im Vergleich zur solaren Variation S ; sie eignet sich deshalb besonders für die weitere Analyse.

1. In den sonnen- und mondentägigen erdmagnetischen Variationen [S und L in der Bezeichnungsweise von S. Chapman¹⁾] lassen sich bekanntlich die von außen stammenden (vermutlich primären) Anteile durch Entwicklungen nach Kugelfunktionen abtrennen und formal als Wirkung flächenhafter Stromsysteme darstellen. Sechs Erdkarten dieser Stromsysteme sind früher veröffentlicht²⁾ und, mit ausführlichen Literaturangaben, besprochen; für das L -System beruhen sie auf den Berechnungen für nur fünf Observatorien (Pavlovsk, Pola, Zi-ka-wei, Manila, Batavia). Die Schichtung der Ionosphäre, die mit Hilfe reflektierter drahtloser Wellen festgestellt ist, führt auf die Frage, in welcher dieser ionisierten Schichten (E in etwa 100 km Höhe, F_1 und F_2 in über 200 km Höhe) diese Stromsysteme vorwiegend zirkulieren; umgekehrt sind aus der Analyse von S und L bereits manche Schlüsse auf die Natur und die Veränderungen dieser Schichten möglich und noch zu erwarten, da in den langjährigen erdmagnetischen Reihen viel unverarbeitetes Material vorhanden ist.

Für diese Untersuchung eignen sich vor allem folgende Eigenschaften von S und L , die zum Teil nicht unabhängig voneinander sind:

- a) ihre geographische Verteilung,
- b) ihre Abhängigkeit von der Jahreszeit,
- c) ihre Abhängigkeit vom erdmagnetischen Störungszustand (der zum Beispiel durch die internationale erdmagnetische Charakterzahl C gekennzeichnet wird),
- d) ihre Abhängigkeit vom Störungszustand der Sonne (Sonnenflecken-Relativzahl R),
- e) ihre unregelmäßige Veränderlichkeit von Tag zu Tag, die nicht durch die regelmäßigen Abhängigkeiten b, c, d erklärt werden kann.

Aus diesen Eigenschaften wird zu schließen sein auf die entsprechenden Eigenschaften der Stromsysteme, und daraus auf die Veränderungen der tageszeitlichen,

geographischen und vertikalen Verteilung der Ionisation, sowie auf die tagesperiodischen Bewegungen in der Höhe. In letzterem Fall wären die Verhältnisse am einfachsten, wenn die Dynamotheorie sich weiter bewährte. Für L gibt es ja keine weitere Erklärungsmöglichkeit, und auch für S scheinen die neueren Hypothesen (Driftstrom, oder Diamagnetismus) aus verschiedenen Gründen nicht stichhaltig und auch nicht notwendig zu sein: Die Größenordnung von S im Verhältnis zu L steht nämlich in dem zu erwartenden Verhältnis der Windgeschwindigkeiten, und auch die beträchtliche Verstärkung von S über der westlichen Halbkugel läßt sich nach A. G. McNish³⁾ im Sinne der Dynamotheorie deuten. Aus den tagesperiodischen Bewegungen in der Höhe läßt sich auf das entsprechende horizontale Druckgefälle schließen, und daraus wiederum auf die Tagesperiode der Lufttemperatur in den darunter liegenden Schichten (vgl. Abschnitt 8).

2. Das Windsystem, das L erzeugt, entspricht dem Glied M_2 des Gezeitenpotentials. Am Boden sind diese Gezeiten in den entsprechenden Luftdruckschwankungen nachgewiesen⁴⁾. Allerdings ergeben die Beobachtungen von L für die mondentägigen Luftbewegungen in der Höhe eine Phase, die derjenigen am Boden gerade entgegengesetzt ist. Die Erklärung für diese unerwartete Beobachtung könnte daran anknüpfen, daß die Schwingungen der unteren Luftmasse durch Resonanz vergrößert sind; infolgedessen werden in der Höhe horizontale Druckgradienten erzeugt, die den gezeitenerzeugenden Kräften entgegengesetzt sind und sie überwiegen; oberhalb von Temperaturinversionen können deshalb entgegengesetzte Bewegungen bewirkt werden, nach Art der internen Wellen in geschichteten Flüssigkeiten. Diese schon vor mehreren Jahren geäußerte Vermutung⁵⁾ scheint sich nach theoretischen Untersuchungen von C. L. Pekeris⁶⁾ zu bestätigen.

3. Die Untersuchung der oben unter b bis e aufgezählten Abhängigkeiten verspricht die leichter zu deutenden Ergebnisse für L , weil die Natur der reinen Gezeitenbewegungen physikalisch einfacher ist als bei S , wo thermische Wirkungen sich überlagern. Aus statistischen Gründen wird aber die Ableitung von L sehr erschwert durch die Kleinheit der Amplituden von L im Verhältnis zu S : das S -System ist im Gesamtdurchschnitt rund 10mal stärker als L . Insbesondere hat die unregelmäßige Veränderlichkeit von S , wie O. Schneider⁷⁾ für Batavia gezeigt hat, einen beträchtlichen Grad von Quasi-Persistenz, die mit fast vollem Betrage in die Streuung der Mittelwerte von L eingeht. Vom Standpunkt des \sqrt{N} -Gesetzes der Fehlerfortpflanzung wirkt sich diese statistische Eigenschaft der tagesperiodischen Gänge so aus, daß N Beobachtungstage äquivalent sind einer „effektiven Anzahl“ von weniger als $N/2$ statistisch unabhängigen Tagen.

Aus diesen Gründen erscheint es erwünscht, ein Observatorium zu finden, wo das Verhältnis $S : L$ weniger ungünstig ist als der durchschnittliche Wert 10 : 1. Aus den Berechnungen von S. Chapman hatte sich in dieser Hinsicht die Ostkomponente Y in Batavia während des Südsommers (Monate November bis Februar) herausgeschält; nach O. Schneider⁷⁾ ergibt sich in der halbtägigen

harmonischen Amplitude c_2 für S 10.3 γ und für L 2.9 γ , also ein Verhältnis 3.6 : 1. Dieses günstige Verhältnis läßt sich aber doch nicht voll auswerten, weil die tagesperiodische Variation von Y in Äquaturnähe ihr Vorzeichen wechselt und verschwindet; sowohl S wie L haben also kleine Amplituden für Y in Batavia.

4. Immerhin zeigt das Beispiel von Batavia, wieviel stärker das L -System von der Sommer- auf die Winterhalbkugel übergreift als das S -System, wie das schon in den Erdkarten angedeutet war²⁾. Es war also zu hoffen, daß vielleicht auch für die *Horizontalintensität* H , deren Tagesperiode am Äquator die größten Amplituden erreicht, an einer geeigneten Station und in einer der Jahreszeiten ähnliche Verhältnisse gefunden werden könnten. Diese Hoffnung hat sich bestätigt für das Observatorium *Huancayo* (Peru, 12.0° S, 75.3° W; geomagnetische Breite 0.6° S; Jahresmittel der Inklination 1922 0.6° N; 1934 2.1° N) der Carnegie Institution of Washington. Dort ist der Mondeinfluß im Südsommer so stark, daß er bereits in den *einzelnen* Tagen zum Ausdruck kommt. Diese einzigartige Erscheinung soll hier an einigen Beispielen beschrieben werden: wegen der genaueren Einzelheiten und Begründung der gewählten Gruppenbildungen usw. wird auf die endgültige Bearbeitung verwiesen.

Für jeden 24stündigen Abschnitt, durch Greenwich Mitternacht begrenzt, der ganzen Beobachtungszeit 1922 bis 1934 wurden harmonische Analysen ausgeführt. Hier sollen nur die 24- und 12stündigen Wellen S_1, L_1 und S_2, L_2 betrachtet werden, korrigiert wegen des fortschreitenden Ganges. Die Jahreseinteilung ist die übliche in *Jahresdrittel*: Nordsommer, oder Juni-Solstitium (JS), umfassend die Monate Mai bis August; Südsommer oder Dezember-Solstitium (DS), umfassend November bis Februar, und Äquinoktien, umfassend März, April, September, Oktober. Jeder Tag wurde außerdem durch drei weitere Größen gekennzeichnet, wie folgt:

Mondkulmination. Da vorläufig nur nach der Wirkung von M_2 gesucht wird, werden obere und untere Kulminationen nicht unterschieden. Die Mondstellung wird wie bei Ad. Schmidt³⁾ durch den Stundenwinkel μ des mittleren Mondes für den Mittag des Greenwich-Tages gekennzeichnet. Sechs Gruppen wurden gebildet, kurz mit $\mu = 0, 2, 4, 6, 8, 10$ bezeichnet. In der Gruppe $\mu = 0$ kulminiert der Mond etwa zwischen 10.5 und 12.5 Uhr Sonnenzeit, im Durchschnitt also um 11.5 Uhr; in den weiteren Gruppen um etwa μ Stunden (genauer: um μ Mondstunden) *früher*. Die Gruppe $\mu = 0$ kann man also kurz als Voll- oder Neumond bezeichnen, die Gruppe $\mu = 6$ als erstes oder letztes Viertel, und, wenn man will, die Gruppe $\mu = 2$ als fünftes oder elftes Zwölftel, $\mu = 4$ als viertes oder zehntes Zwölftel usw. im Monat.

Sonnenfleckenzahlen. Nach der endgültigen Züricher Sonnenfleckens-Relativzahl R für jeden Tag wurden vier Gruppen R_0, R_1, R_2, R_3 gebildet, die im Lauf eines Sonnenfleckenzklus etwa gleichviele Tage enthalten, nämlich:

$$R_0 = 0, \quad 0 < R_1 < 30, \quad 30 \leq R_2 < 60, \quad 60 \leq R_3.$$

Erdmagnetische Aktivität. Nach der Internationalen Erdmagnetischen Charakterzahl C wurden vier Gruppen gebildet, nämlich:

$$0.0 \leq C_0 \leq 0.2, 0.3 \leq C_1 \leq 0.7, 0.8 \leq C_2 \leq 1.1, 1.2 \leq C_3 \leq 2.0.$$

Im folgenden sind meist Mittelwerte der Gruppen C_0 bis C_2 behandelt, also durchweg Tage mit $C \leq 1.1$.

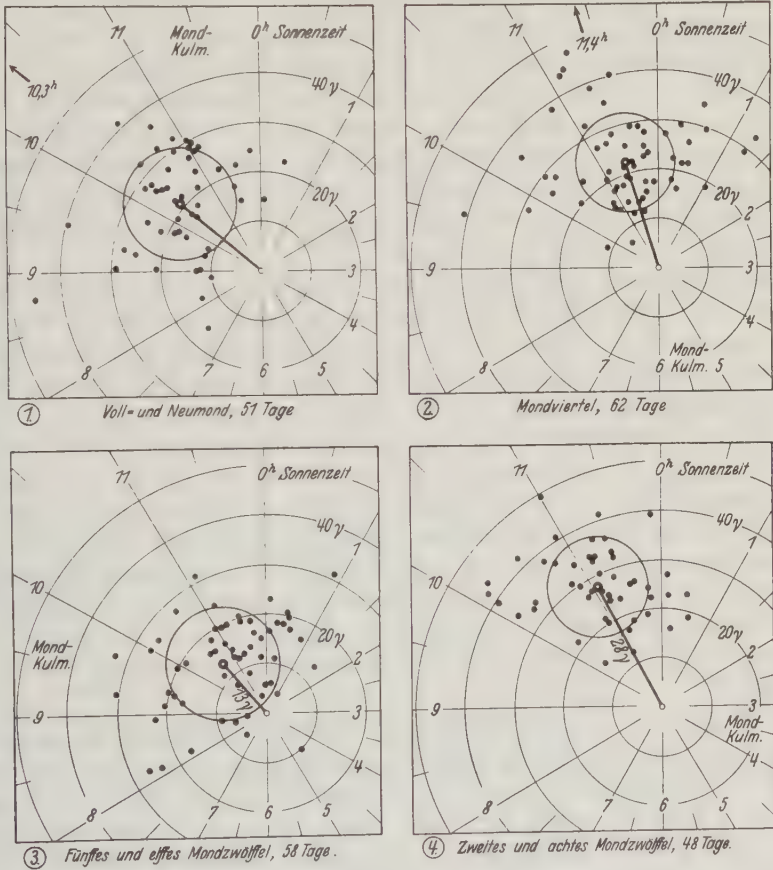


Fig. 1 bis 4.

Huancayo, Horizontalintensität, 1922 bis 1934. Südsommer, November bis Februar. Periodenuhren nach Sonnenzeit für 12stündige Wellen $S_2 + L_2$ an Einzeltagen bei fleckenfreier Sonne, für vier Gruppen von Tagen mit verschiedenem Eintritt der Mondkulmination

5. Diese vorläufige Mitteilung soll den Mondeinfluß L im Vergleich zum Sonneneinfluß S möglichst anschaulich zeigen, in einer Form, die sich ohne viel Zwischenrechnungen aus den Stundenmitteln der Horizontal-Intensität ergibt. Dazu eignen sich am besten *Periodenuhren* nach Sonnenzeit. In Fig. 1 bis 4

bedeutet jeder Punkt eine Sinuswelle $c_2 \sin(2t + \alpha_2)$ von 12 Sonnenstunden Periodenlänge, für einen einzelnen Tag aus harmonischer Analyse berechnet. Der Radiusvektor vom Koordinatenanfang bis zu diesem Punkt deutet durch seine Länge die Amplitude c_2 , durch seine Richtung den Winkel α_2 an, und zwar dadurch, daß der Vektor wie ein Uhrzeiger auf die Eintrittszeit des Maximums dieser Welle weist, wie an der Uhrskala abzulesen. Alle vier Abbildungen stellen Tage aus dem Südsommer dar, an denen die Sonne ganz fleckenfrei war ($R = 0$), und an denen die erdmagnetische Charakterzahl $C \leq 1.1$ war. Nur vier von den sechs Gruppen sind wiedergegeben, nämlich (in der Reihenfolge der Abbildungen) $\mu = 0$ und $\mu = 6$, sowie $\mu = 2$ und $\mu = 8$; die Sonnenzeit für die Kulmination des Mondes ist in jeder Gruppe auf der Randskala und in der Unterschrift angedeutet. Jede Gruppe zeigt also den zusammengesetzten Sonnen- und Mondeinfluß in der halbtägigen Sinuswelle, d. h. die Vektorsumme ($S_2 + L_2$); anders ausgedrückt, es wird gezeigt, wie die mondentägige Schwankung L_2 , bei vier Stellungen des Mondes, die sonnentägige Schwankung S_2 überlagert.

Jede Periodenuhr zeigt soviel Punkte, wie Tage in der betreffenden Gruppe enthalten sind, außerdem den Mittelpunkt dieser Punktwolke und um diesen den Kreis, der die halbe Anzahl der Punkte einschließt, also dem wahrscheinlichen Fehlerkreis entspricht. Die Mittelpunkte der Punktwolken sind stark verschieden. Das Abbildungspaar 1 und 2 zeigt die beiden Gruppen ($\mu = 0$ und $\mu = 6$) mit dem stärksten Unterschied in der Eintrittszeit der Maxima von ($S_2 + L_2$), nämlich 10.3 und 11.4 Uhr, bei ungefähr gleichen Amplituden von 21 und 23 γ . Das Abbildungspaar 3 und 4 zeigt die beiden Gruppen ($\mu = 2$ und $\mu = 8$) mit dem stärksten Unterschied der Amplituden von ($S_2 + L_2$), nämlich 13 und 28 γ . Die Fehlerkreise haben im Durchschnitt einen Radius von 13 γ . Diese starke Streuung der Punkte in dem recht homogenen Material ist bemerkenswert; sie verdeckt aber nicht den Mondeinfluß an den einzelnen Tagen, denn er äußert sich in der systematischen Verlagerung der Punktwolken bei Verschiebung der Mondkulmination.

6. In den Periodenuhren Fig. 5 bis 10, ebenfalls für mittlere Sonnenzeit gezeichnet, sind jeweils nur die Mittelpunkte der Punktwolken, also die durchschnittlichen Sinuswellen für jede Gruppe eingezeichnet. Die Punkte für die sechs einzelnen μ -Gruppen bilden die Ecken eines mehr oder weniger regelmäßigen Sechsecks. Der Gesamtdurchschnitt aller sechs μ -Gruppen, dargestellt durch den Mittelpunkt (Schwerpunkt) der sechs Ecken, stellt die reine sonnentägige Welle S dar; die Vektoren, die von diesem Schwerpunkt nach den Ecken gezogen werden, stellen die zusätzliche mondentägige Welle L für die betreffende μ -Gruppe dar. In den Linien, die die Ecken des Sechsecks miteinander verbinden, ist zwischen $\mu = 10$ und $\mu = 0$, durch eine Lücke der Vektor angedeutet, der ungefähr der Zeit des Voll- oder Neumondes entsprechen würde. Diese Lücke liegt näher bei dem Punkt $\mu = 0$; man kann daran die μ = Bezifferung in denjenigen Abbildungen erkennen, wo sie wegen Platzmangels fehlt, denn die Punkte $\mu = 0, 2$ usw. folgen einander im umgekehrten Uhrzeigersinne.

Das Abbildungspaar 5/6 zeigt die 24- und 12stündigen Wellen im Durchschnitt für alle Sonnenfleckenzahlen R und für Charakterzahlen $C \leq 1.1$, getrennt nach den in Abschnitt 4 genannten Jahresdritteln. Die Mittelpunkte der Sechsecke für die beiden Solstitien unterscheiden sich wenig, aber zur Zeit der Äquinoktien sind die Amplituden etwas größer; im ganzen ist aber die jahreszeitliche Ver-

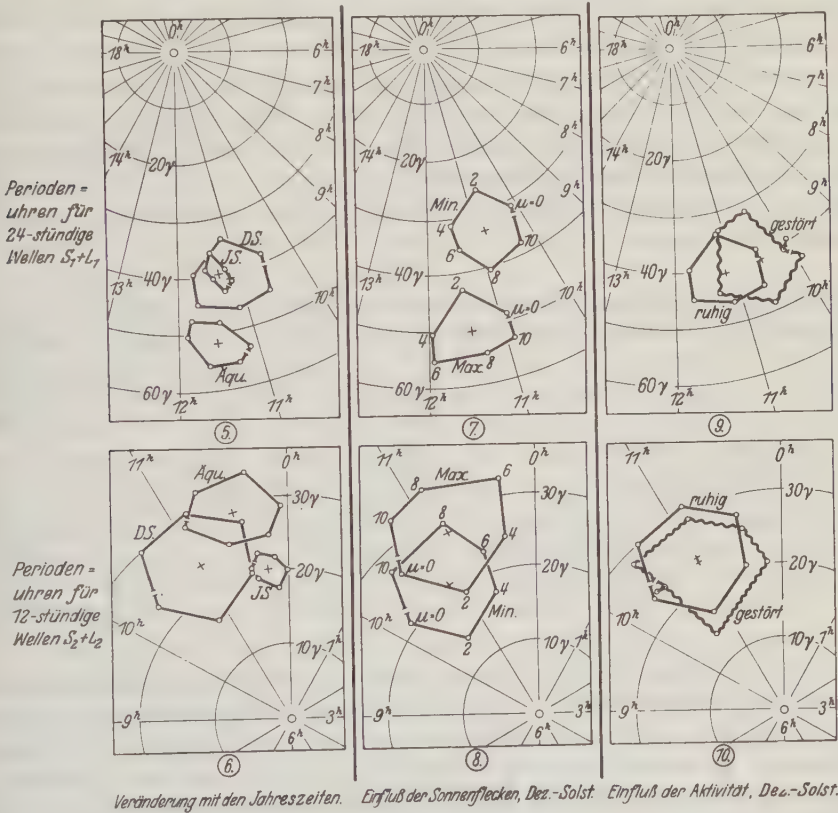


Fig. 5 bis 10.

Huancayo, Horizontalintensität, 1922 bis 1934. Periodenuhren nach Sonnenzeit für 24- und 12-stündige Wellen im Durchschnitt von Tagen mit gleicher Mondkulmination

änderung von S_1 und S_2 , die in dieser Verschiebung der Mittelpunkte zum Ausdruck kommt, nicht stark. Im auffallenden Gegensatz dazu steht aber die Größe der Sechsecke. Der durchschnittliche Abstand der Eckpunkte vom Mittelpunkt des Sechsecks kann als genähertes Maß für die Amplitude der lunaren Wellen L_1 oder L_2 angesehen werden. Der Einfluß der Zusammenfassung der Tage in $\mu =$ Gruppen, bei denen der Mond innerhalb eines Intervalls von 2 Stunden kulminiert, wird wie folgt berücksichtigt: Wenn die Durchschnittswelle für die sechs μ -Gruppen die Ecken

eines regelmäßigen Sechsecks bilden, so ist anzunehmen, daß die idealen durchschnittlichen Wellen $(S_1 + L_1)$ oder $(S_2 + L_2)$ für Tage, an denen der Mond zu genau derselben Minute kulminiert, für alle möglichen Kulminationen zusammen in der Periodenuhr die Peripherie eines Kreises bilden würden. Der Radius r dieses Kreises wäre die Amplitude von L_1 oder L_2 . Die Ecken des Sechsecks wären dann die Schwerpunkte von Kreisbögen mit dem Zentriwinkel $\pi/3$. Die Entfernung l dieses Schwerpunktes vom Kreismittelpunkt ist gleich $r \cdot \sin(\pi/6)/(\pi/6)$. Man erhält also $r = l \cdot \pi/3 = 1.047 l$.

7. In der Tabelle sind diese Amplituden l der lunaren Wellen verglichen mit den Amplituden s für die solaren Wellen; s ist jeweils der Abstand des Mittelpunktes des Sechsecks vom Ursprung. Sowohl l wie s sind als Amplituden von Sinuswellen aufzufassen, entsprechen also c_1 oder c_2 in $c_1 \sin(t + \alpha_1) + c_2 \sin(2t + \alpha_2)$. Aus dieser Tabelle und den entsprechenden Abbildungen läßt sich folgendes schließen:

Vorläufige Werte der harmonischen Amplituden s und l der sonnen- und mondentägigen magnetischen Variationen. Huancayo (Peru), 1922—1934, Horizontalintensität

Fig.	Art der Tage	Anzahl der Tage	24 stündige Welle			12 stündige Welle		
			s_1 γ	l_1 γ	s_1/l_1	s_2 γ	l_2 γ	s_2/l_2
5, 6	Dezember-Solstitium	1260	40.8	7.1	5.7	23.6	8.0	3.0
	Äquinoktien	1261	51.8	4.3	12.0	28.5	5.9	4.8
	Juni-Solstitium	1371	39.6	2.6	15.2	20.2	2.4	8.4
7, 8	Dezember-Solst., Flecken-Min. . .	715	33.6	6.8	4.9	21.2	7.6	2.8
	Dezember-Solst., Flecken-Max. . .	545	50.5	7.4	6.8	27.4	8.5	3.2
9, 10	Dezember-Solstitium $C \leq 1.1$. .	1260	40.8	7.1	5.7	23.6	8.0	3.0
	Dezember-Solstitium $C \geq 1.2$. .	201	40.5	8.3	4.9	23.1	8.3	2.8

Die ganztägige lunare Welle l_1 ist von derselben Größenordnung wie die halbtägige l_2 . Sowohl absolut wie relativ zu den sonnentägigen Wellen nehmen die Amplituden der mondentägigen Wellen stark ab vom Dezember- zum Juni-Solstitium. Die Verschiebung des lunaren Stromsystems L mit den Jahreszeiten erscheint also wesentlich stärker als diejenigen des S -Systems. Die Eintrittszeiten der Maxima in L ändern sich nicht so stark (zwischen 5 und 9 Uhr für L_1 , zwischen 8 und 10 Uhr für L_2).

Für das Dezember-Solstitium, in dem das Verhältnis $s_2/l_2 = 3.0$ besonders günstig für die Untersuchung von L erscheint, sind in den Abbildungspaaren 7/8 und 9/10 noch zwei Unterteilungen vorgenommen.

Fig. 7/8 zeigt Durchschnitte für alle Tage (mit erdmagnetischer Charakterzahl bis höchstens 1.1) mit wenigen Sonnenflecken (Min. genannt, $R < 30$) und mit viel Sonnenflecken (Max. genannt, $R \geq 30$). Die durchschnittlichen Fleckenzahlen in diesen beiden Gruppen sind etwa $R = 8$ und $R = 72$. Der Einfluß der Sonnenflecken auf S ist offensichtlich viel stärker als derjenige auf L . s_1 wächst vom Minimum zum Maximum von 33.6 auf 50.5 γ , im Verhältnis 1 : 1.50; s_2 wächst im

Verhältnis 1:1.29. (Als weiterer Fleckeneinfluß ist zu verzeichnen, daß die Maxima von S_1 im Fleckenmaximum etwa eine halbe Stunde später eintreten.) l_1 und l_2 wachsen dagegen nur im Verhältnis 1:1.09 und 1:1.12.

In anderen Arbeiten wurde bisher der Einfluß der Sonnenflecken R auf die sonnentägige Variation S immer so untersucht, daß Monatsmittel von R und S in Beziehung gesetzt wurden. Hier sind zum erstenmal die *täglichen* Werte von R zur Auswahl verwendet worden. Eine besondere Untersuchung wird die Frage klären müssen, ob wirklich die täglichen Werte von R auf S wirken, oder ob nur der allgemeine mittlere Störungszustand der Sonne (etwa das Monatsmittel von R) ausschlaggebend ist. Das letztere ist ja für die Beziehung zwischen R und dem erdmagnetischen Störungszustand C der Fall, wo die täglichen Werte von R und C nur sehr schwach verbunden sind, während die Monats- und Jahresmittel deutliche Korrelation zeigen. — Als geeignetes Material für diese Untersuchung der Beziehungen zwischen R und S bieten sich die Tage des Juni-Solstitiums, gerade wegen des *kleinen* Mondeinflusses L .

Fig. 9/10 zeigt, ebenfalls für das Dezember-Solstitium, zu den Durchschnittswerten für die Tage mit $C \leq 1.1$ (als „*ruhig*“ bezeichnet; das Sechseck ist natürlich dasselbe wie das Sechseck DS in Fig. 5/6) auch die Durchschnittswerte für die „gestörten“ Tage mit $C \geq 1.2$. Der durchschnittliche Störungsgrad für die Tage in der gestörten Gruppe wird etwas höher liegen als im Durchschnitt der fünf internationalen gestörten Tage im Monat. Das durch Wellenlinien bezeichnete Sechseck für die gestörten Tage ist, schon wegen der geringen Anzahl der Tage, nicht so regelmäßig wie dasjenige für die ruhigen; z. B. würde der Punkt für die Gruppe $\mu = 0$ (die 31 Tage enthält) sich um soviel verschieben, wie der Pfeil andeutet, wenn nur *ein* Tag, der 12. Februar 1930, bei der Mittelbildung, ausgelassen würde!

Es war auf Grund von früheren Untersuchungen zu erwarten, daß für äquatoriale Stationen der Einfluß der erdmagnetischen Aktivität nicht groß sein würde. Immerhin ist es überraschend, wie klein er in Fig. 10 für die halbtägige Welle ist! Auch bei der ganztägigen Welle, Fig. 9, besteht der Einfluß der Störungen im wesentlichen darin, daß ein zusätzlicher sonnentägiger Vektor der Amplitude 7.1γ , mit einem Maximum um etwa 6 Uhr, zu den Wellen an den ruhigen Tagen hinzutritt. Der Eintritt des Maximums dieses zusätzlichen Vektors stimmt zu den Beobachtungen an anderen Orten¹⁾.

8. Diese vorläufige Mitteilung über die lunare Variation in einer erdmagnetischen Komponente an einer einzelnen Station ist nicht der Ort für eine allgemeine Erörterung aller Fragen, die mit L zusammenhängen. Jedoch sei eine Bemerkung gestattet: L wird erzeugt durch die horizontalen Komponenten gezeitenartiger Bewegungen in der Ionosphäre. Im Verhältnis zu S ergibt es sich größer als das Verhältnis 13:1 der sonnen- und mondentägigen Bewegungen am Erdboden, abgeschätzt an den Variationen des Luftdruckes. Da nun die Ionosphäre von der ganzen darunter liegenden Atmosphäre getragen wird und deshalb auf (sonnentägige!) Temperaturschwankungen in ihr selbst oder in den darunterliegenden

Schichten durch periodische Bewegungen reagieren müßte, so müßten tägliche Temperaturschwankungen der Größenordnung 100°C , wie sie von einigen Autoren vermutet werden, sich erdmagnetisch darin äußern, das S relativ zu L noch viel größer wäre als beobachtet; denn die Schwankungen der Isobarenflächen in der Höhe müßten dann mehrere km erreichen, was entsprechende Druckgradienten und Winde zur Folge hätte. Da aber tatsächlich $S:L$ nur von der Größenordnung $10:1$ und kleiner ist, scheint die Möglichkeit so großer täglicher Temperaturschwankungen innerhalb oder unterhalb der Schichten, in denen S und L fließen, recht fraglich. Diese „erdmagnetische Grenzbedingung für Temperaturschwankungen in der hohen Atmosphäre“ gilt auch für jahreszeitliche Temperaturschwankungen, da die beobachtete jahreszeitliche erdmagnetische Schwankung nur die Größenordnung der täglichen erreicht. Ein Ausweg könnte wohl nur gefunden werden, wenn die Dynamo-Theorie nicht anwendbar wäre, was aber — gerade wegen der deutlichen Existenz von L — ziemlich unwahrscheinlich ist.

9. Dem Direktor der Erdmagnetischen Abteilung der Carnegie Institution in Washington, Herrn Dr. J. A. Fleming, bin ich zu Dank verpflichtet für die Überlassung des unveröffentlichten Beobachtungsmaterials für Huancayo und für Bereitstellung von Mitteln für die Rechenarbeiten; diese sind von Herrn W. Zick und Fr. G. Gille in Eberswalde ausgeführt.

Literatur

- ¹⁾ S. Chapman: The Earth's Magnetism. London: Methuen u. Co. 1936, 116 S.
- ²⁾ J. Bartels: Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre. Elektr. Nachr.-Technik **10**, Sonderheft, 1933.
- ³⁾ A. G. McNish: Magnetic Diurnal Variations. Int. Ass. für Erdmagn. u. Erdlektrizität, Tagung der Int. Union f. Geodäsie u. Geophysik in Edinburgh, Sept. 1936.
- ⁴⁾ S. Chapman: The lunar tide in the Earth's atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **151**, 105—117 (1935).
- ⁵⁾ J. Bartels: Zeitschr. f. Geophys. **4**, 17 (1928); Wien-Harms: Handb. d. Experimentalphys. **25**, Teil 1, 651. Leipzig 1928.
- ⁶⁾ C. L. Pekeris: Mitteilung auf der Tagung der Int. Union f. Geodäsie u. Geophys. Edinburg, Sept. 1936.
- ⁷⁾ O. Schneider: Einflüsse der Sonne auf die lunare Variation des Erdmagnetismus. Veröff. Met. Inst. Univ. Berlin **1**, Heft 3. Berlin 1936.
- ⁸⁾ Ad. Schmidt: Der Einfluß des Mondes in Potsdam und Seddin. Archiv des Erdmagnetismus, Heft 7 (Veröff. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 357, Abhandl. Bd. 9, Nr. 1.) Berlin 1928.

Eberswalde, Forstliche Hochschule, Oktober 1936.

Aufsätze

Ozone and Water Vapor in the Atmosphere

by Sydney Chapman, London

Prof. K. Wegener's recent suggestion that atmospheric ozone is formed from water vapor is examined, and found to be unlikely. The diffusion of ozone is considered, and also the ways in which ozone is likely to be destroyed in the troposphere.

1. This note was prompted by the recent brief communication „Die Ozonfrage“ by Prof. K. Wegener, in this Journal*) [pp. 124, 125 (1936)], though the subjects here treated are not confined to those he dealt with.

2. *Oxygen in the stratosphere.* The main point raised by Prof. Wegener is that ozone may be primarily due to the dissociation of water vapor, and not (as is commonly supposed) of molecular oxygen, by ultraviolet light. He considers, in fact, that the assumption of great quantities of O_2 permanently present in the stratosphere (and not merely temporarily formed and dispersed) is contrary to Dalton's law. This law, however, refers to a *static* mixture of gases, a condition not present either in the troposphere (where Dalton's law is obviously not operative) or in the stratosphere, at least up to the considerable heights attained by balloons. The Russian scientists Prokofiev, Godunov and Birnbaum**) found no appreciable difference between the O_2 concentration at 18.5 km and at ground level. The recent work on the helium content of the stratosphere by Paneth and Glückauf***), though in some cases suggesting a slight increase in the helium content at about 20 km., implies that the O_2 -content there is practically the same as at ground level. Regener†) has directly confirmed this, and has also shown that at 28 or 29 km the air still contains over 20% of oxygen (by volume). Thus we may be sure that up to at least 50 km. (below which level most of the atmospheric ozone is situated) there is a substantial proportion of O_2 in the stratosphere.

3. *Water vapor in the stratosphere.* On the other hand, owing to the low temperature — say $219^{\circ}K$ — in the stratosphere (up to at least 30 km.) the H_2O

*) In paragraph 2 Prof. Wegener states that ozone decays quickly, and must therefore be confined to the day hemisphere of the earth and be absent over the night hemisphere. This is, of course, a misapprehension, since Barbier, Chalonge and Vassy [Rev. d'Optique **13**, 199 (1934) and Compt. Rend. **198** 2139 (1934)] have shown that there is no substantial systematic difference between the amounts of ozone present by day or by night.

) Nature **133, 15 (London 1934).

***) Nature **136**, 717 (1935).

†) Nature **138**, 544 (1936).

vapor content is likely to be far less than that of O_2 . It is very desirable to have actual measurements of the water vapor content in the stratosphere; the important question to decide is whether at, or not much above, the base of the stratosphere — say 12 km. — the air is saturated, less than saturated, or super-saturated.

4. The distribution of water vapor in the ozone layer in the stratosphere will first be discussed on the supposition that super-saturation does *not* occur there. In this case, since the density of water vapor in equilibrium with water (or rather ice) at 219^0 K is $2.5 \cdot 10^{-8}\text{ g./ccm.}$, this is an upper limit to the H_2O density at 12 km. At this level the O_2 density is $7 \cdot 10^{-5}\text{ g./ccm.}$, or about 3,000 times as great. If Dalton's law were fully operative above 12 km., the ratio H_2O/O_2 would steadily increase with height; but the level h at which the H_2O density becomes equal to the O_2 density would not be less than about 120 km., even supposing $T = 219^0\text{ K}$ up to the height h ; if $T > 219^0\text{ K}$ over part of this range of height (as is suggested by the abnormal propagation of sound to great distances), the estimate of h would have to be increased. Moreover if, as is indicated by the appreciably uniform concentration of O_2 up to 20 km., there is some convective mixing up to this level, the H_2O/O_2 ratio will be kept at about $1/3000$ up to 20 km., and h would need to be still further increased. Hence this ratio would certainly be very small up to 40 or even 50 km., that is, throughout the stratospheric part of the ozone layer. Moreover the percentage humidity of the air would steadily decrease upwards even if $T = 219^0\text{ K}$ at all heights, while in any region where T much exceeds 219^0 K the percentage humidity would be considerably lessened.

5. These remarks will be modified, but scarcely to a degree which is important for the ozone problem, if super-saturation occurs in the stratosphere. The saturation density of water vapor increases rapidly with temperature in the neighbourhood of 220^0 , and any convective mixing which brings normally humid air from the upper tropospheric levels just into the stratosphere must tend to raise the stratospheric humidity to or above the saturation point. In the absence of sufficient condensation-nuclei in the clean air at those heights above the ground, appreciable super-saturation may well occur, and may increase until a limit is reached at which the vapor condenses to water or ice, and clouds are formed such as Störmer and others have observed. Presumably these cloud particles descend to the troposphere where they vaporize. The stratosphere, on account of its low temperature, thus acts like a trap to catch any water vapor from below which might otherwise travel to hotter layers above; the effectiveness of the trap is impaired by the possibility of super-saturation*).

6. *Dissociation of O_2 and H_2O in the stratosphere.* We proceed, therefore, on the basis that the H_2O/O_2 ratio is small throughout the ozone layer. Prof.

*) Brunt: Q. J. Roy. Met. Soc. **60**, 279 (1934) has shown that convection in the stratosphere itself must tend to an upward decrease in relative humidity.

Wegener's suggestion that the dissociation of H_2O , instead of O_2 , is the primary cause of ozone formation, is based on a contrary opinion as to the value of this ratio; but his suggestion might still be tenable if, nevertheless, H_2O molecules were dissociated in much greater numbers than O_2 molecules. This would depend on the absorption coefficients of the two gases, for the radiations that dissociate them. Above 12 km. level, the amount of H_2O is (on the assumptions of § 4) equivalent to a layer about 50 cm. thick at n. t. p., and the corresponding layer of O_2 above 12 km. would have a thickness of the order 5.000 cm. According to Flory*) O_2 molecules can be dissociated by radiation of about 2.000 Å and less. In this region both H_2O and O_2 absorb, H_2O rather the more strongly except in certain bands where the reverse is true; the absorption coefficient**) α (on the scale of 10) for both gases ranges about $5 \cdot 10^{-4}$ to $2 \cdot 10^{-3}$ in the region 1900—2050. Ninety per cent of such radiation would be absorbed by a layer of thickness $1/\alpha$, or from 2.000 to 500 cm., at n. t. p. Clearly only a small fraction of this radiation could be absorbed by the 50 cm. of H_2O proper (at n. t. p.) lying above 12 km., even if it were all situated above the oxygen, thus getting the first „bite“. Actually O_2 is present in considerable excess of the H_2O , and hence will be responsible for most of the absorption and dissociation. Consequently I conclude that the usual hypothesis, ascribing ozone-formation to O_2 -dissociation, is substantially correct.

7. *The dissociation of H_2O .* It is not unlikely, of course, that H_2O dissociation contributes, very slightly, to the ozone formation. But so far as I am aware it is not certain that ultraviolet radiation dissociates H_2O into H_2 and O , as Prof. Wegener suggests. The dissociation, if it occurs, may be into $\text{H} + \text{OH}$, though by further absorption some of the OH may be further dissociated into $\text{H} + \text{O}$. Atomic hydrogen formed in either of these ways would tend to rise, and might well escape from the atmosphere altogether, if at high levels the temperature is at times very high, (up to 800°K or more) as many writers have suggested. This may be an alternative way in which water vapor is removed from the stratosphere.

8. *The diffusion of ozone.* In my memoir on atmospheric ozone***) I briefly considered its molecular diffusion, but the subject deserves more detailed consideration, and the treatment now to be given supersedes that of my former paper.

It is sufficient for this purpose to regard the atmosphere as merely a binary mixture, all the constituents other than ozone being lumped together as a simple gas having the mean molecular weight 29, as against 48 for O_3 . Let suffix 1 refer to ozone, and 2 to the rest of the air. Let n_1 , n_2 be the number of molecules per ccm.

*) Flory: Journ. Chem. Soc. 4, 23 (1936).

**) Granath: Phys. Rev. 34, 1046 (1929).

***) Mem. Roy. Meteor. Soc. 3, 115 (1930).

of each kind, m_1, m_2 the molecular masses, and u_1, u_2 their mean velocities in the upward vertical (x) direction. Let

$$n_0 = n_1 + n_2, \quad n_0 u_0 = n_1 u_1 + n_2 u_2 \dots \dots \dots (1)$$

so that u_0 is the mean velocity of the mixture. Let X_1, X_2 be the external forces per molecule, so that in the present case, where the forces are purely gravitational,

$$X_1 = m_1 g, \quad X_2 = m_2 g \dots \dots \dots (2)$$

These appear explicitly in the equation of diffusion only through X'_0 , given by

$$X'_0 = \frac{n_1 n_2 m_1 m_2}{n_0 (n_1 m_1 + n_2 m_2)} \left(\frac{X_1}{m_1} - \frac{X_2}{m_2} \right) \dots \dots \dots (3)$$

in the present case X'_0 clearly vanishes.

Let p, ρ, T denote the atmospheric pressure, density and temperature, D_{12} the coefficient of diffusion, and D_T that of thermal diffusion. Then writing

$$D_T = k_T D_{12} \dots \dots \dots (4)$$

the equation of vertical diffusion may be written

$$u_1 - u_0 = D_{12} \left\{ - \frac{\partial \log (n_1/n_0)}{\partial x} + \frac{n_0}{k n_1 T} X'_0 + \frac{n_2 (m_1 - m_2)}{n_1 m_1 + n_2 m_2} \frac{\partial \log p}{\partial x} - \frac{n_0 k_T}{n_1} \frac{\partial \log T}{\partial x} \right\} \dots (5)$$

In our case $X'_0 = 0$, and n_1/n_2 is very small, so that practically $n_2 = n_0$; also p , which is equal to $k (n_1 + n_2) T$ (k being Boltzmann's constant), may be written $p = k n_2 T$, so that

$$\frac{\partial \log n_2}{\partial x} = \frac{\partial \log p}{\partial x} - \frac{\partial \log T}{\partial x} \dots \dots \dots (6)$$

Furthermore,

$$k_T = \frac{n_1 n_2}{n_0^2} k'_T \dots \dots \dots (7)$$

where k'_T is of order unity, or, since n_1/n_2 is small, k_T is approximately n_1/n_2 . Hence the equation of diffusion may be written in the approximate form, appropriate to the present case,

$$u_1 - u_0 = D_{12} \left\{ - \frac{\partial \log n_1}{\partial x} + \frac{m_1}{m_2} \frac{\partial \log p}{\partial x} - (1 + k'_T) \frac{\partial \log T}{\partial x} \right\} \dots (8)$$

If T were uniform and a steady state had been attained in which $u_1 - u_0 = 0$, that is, without diffusion, this would reduce to $n_1 \propto p^{m_1/m_2}$, corresponding (so long as n_1/n_2 is small) to Dalton's law; the ozone density would decrease with increasing height much more rapidly than the air density.

In the stratosphere T is approximately constant, but below the level of maximum ozone density n_1 increases with increasing height, so that $u_1 - u_0$ cannot be zero. On the right of the last equation the first two terms correspond to a downward diffusion of ozone; the last term, in the troposphere where T decreases upwards, represents an upward diffusion of ozone.

So far as I know, D_{12} (and D_T) for an ozone-air mixture has not been determined, but it may be estimated with sufficient accuracy for our purpose as $0.2 (\rho_0 T / \rho T_0)$, where the suffixes 0 refer to ground level. In the troposphere at Arosa n_1 is nearly constant, and the upward increase of n_1 does not become important till about 12 km. height is reached; the maximum value of $\partial \log n_1 / \partial x$, which is about $5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$, is attained at 20 km. or so. At this height D_{12} will be about 23, so that the mean downward speed of the ozone molecules due to their density gradient at 20 km. is about 10^{-5} cm./sec. , rather less than 1 cm. per day. The value of $\partial \log p / \partial x$ in the troposphere is about $1.3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$, and slightly more in the lower part of the stratosphere; at 20 km. height the second (pressure) term in the diffusion velocity is about $23 \times (48/29) \times 1.3 \cdot 10^{-6}$ or $5 \cdot 10^{-6} \text{ cm./sec.}$, or about 0.4 cm. per day. The diffusion velocity due to the temperature gradient (in the troposphere) is less than this, and upward. Thus at 20 km. height the „molecular“ diffusion of ozone is downward, at the rate of about 1 cm. per day, or $3\frac{1}{2}$ m. per year. It will be more than this at higher levels, and less at lower levels, in rough proportion to the air density, though above the level of maximum n_1 the first two terms in the expression (8) for $u_1 - u_0$ will not reinforce but counteract each other.

The significance of molecular diffusion for the ozone equilibrium in the stratosphere can be roughly illustrated as follows. Let us suppose that the ozone is formed mainly between say 10 and 35 km. height, and that it is diffusing downwards across the lower boundary with a velocity of $\frac{1}{2}$ cm. per day, and upwards across the upper boundary with a velocity of $1\frac{1}{2}$ cm. per day. The ozone densities of these levels are approximately equal, at Arosa, the value being 0.005 cm. of ozone (at n. t. p.) per km. height. The loss of ozone to this 25 km. layer per day is equal to the amount contained in a layer $(\frac{1}{2} + 1\frac{1}{2})$ or 2 cm. thick, that is $2 \cdot 10^{-5} \times 0.005 \text{ cm. at n. t. p.}$ or $10^{-7} \text{ cm. at n. t. p.}$ In half a year the loss would be $1.8 \cdot 10^{-5} \text{ cm. at n. t. p.}$; this is quite negligible in comparison even with the slow seasonal variation of ozone at Arosa, which is of the order $10^{-1} \text{ cm. (or 1 mm.)}$ at n. t. p., from spring to autumn or vice versa.

9. Actually, by air convection, ozone is probably transferred downwards into the troposphere at a rate considerably greater than that due to molecular diffusion. The actual rate of convective transfer cannot be calculated, but may be as much as 1000 times the rate of molecular transfer. Convective transfer will carry ozone downwards wherever the ratio ozone/air decreases downwards (that is, at Arosa, throughout the layer below 35 km.). At 35 km., where the ozone/air ratio has its maximum, any convection will not transfer ozone, because the ozone/air ratio there has zero gradient. Hence the 10 to 35 km. layer considered at the end of § 9 would be losing ozone (by convection) only at its lower boundary, at a rate say $1000 \times \frac{1}{2} / (\frac{1}{2} + 1\frac{1}{2})$ or 250 times the „molecular“ rate, amounting, in half a year, to about $4.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm. at n. t. p.}$ Even this is small compared with the seasonal variation of the ozone content.

10. Since ozone is supplied to the troposphere from above, at some such rate, and since probably little or no ozone is actually formed in the troposphere itself, this amount of ozone must be destroyed in some way in the troposphere. Since the ozone/air ratio steadily decreases downwards in the troposphere, convection must steadily transfer ozone downwards the ground. The question arises whether the ozone is destroyed partly in transit, or mainly at or near the ground.

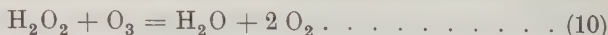
The ozone even in the lowest layers of the atmosphere will (weakly) absorb solar radiation in the Chappuis bands, which seems capable of dissociating the ozone. But in the troposphere and lower stratosphere this dissociation has very slight power of really destroying the ozone; it merely interrupts the life of the ozone molecules, by temporarily detaching the odd oxygen atom; this, however, in nearly all cases, at once re-forms an ozone molecule by attachment to another oxygen molecule. Even in the main ozone layer, where dissociation by absorption in the Hartley band is active during the day-time, the ozone is very permanent and long-lived; only a small proportion of the O atoms and O₃ molecules combine to re-form O₂, representing a permanent destruction of ozone. Thus we must look to other processes than photo-dissociation to explain the disappearance of the ozone brought downwards by convection from the ozone-forming layer.

In the lowest kilometre or two of the atmosphere the ozone will doubtless partly disappear by oxidizing organic matter (and possibly also H₂S) carried up by convection from the ground. But this may not be the main process of ozone destruction in the troposphere, and particularly over the large ocean area of the earth, where such oxidizable matter may be very scarce.

11. It seems quite possible that the chief ozone-destroying agent in the troposphere is water and water vapor; certainly no other atmospheric constituent seems so likely as water to react with the ozone. Water itself dissolves ozone*), and doubtless some ozone is thus taken into solution, both at water surfaces at ground level, and in the clouds; such ozone will ultimately combine with organic substances in the water, or at the ground when ozonized rain descends. But perhaps more potent will be the direct gaseous interactions between ozone and water vapor, first yielding hydrogen peroxide according to the formula



(a two-body reaction), and in a second two-body reaction reducing the peroxide again to water, e. g.



We may hope in time to be able to discuss these processes quantitatively, but at present we are far from having the necessary data for this.

*) About 4.5 ccm. of ozone can be dissolved in 1000 ccm. of water, according to Newth, *Inorganic Chemistry*.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XXVI. u. XXVII. Seismische Bestimmung der Lage einer geneigten ebenen Grenzschicht aus Laufzeiten und Amplituden*)

Von M. Kamel und F. Faltas, Göttingen. — (Mit 8 Abbildungen)

Einleitung

Zur Bestimmung der Einfallrichtung und der Neigung einer ebenen Grenzfläche bei sprengseismischen Untersuchungen wurden bisher meistens nur Laufzeiten verwendet. Bei Registrierung der Bodenbewegung in drei Komponenten ist es jedoch möglich, die Richtung des auftauchenden reflektierten und gebrochenen Strahles zu bestimmen und zur Ermittlung der Lage der Grenzfläche zu verwenden**). Eine spezielle Methode hierzu wurde kürzlich von R. Bungers***) angegeben, aber noch nicht auf Sprengversuche angewandt. In der vorliegenden Arbeit soll die Frage nach der Bestimmung der Streichrichtung und des Einfallens einer ebenen Grenzschicht aus Amplitudenbeobachtungen von allgemeinerem Gesichtspunkt aus betrachtet und auf Sprengversuche des Göttinger Geophysikalischen Instituts angewandt werden. Das Problem kann durch Rechnung oder durch zeichnerische Konstruktion gelöst werden. Die rechnerische Bearbeitung des 2- und 3-Schichten-Problems (mit horizontaler Deckschicht) hat M. Kamel durchgeführt. F. Faltas gibt eine zeichnerische Methode für das 2-Schichten-Problem an.

I. Rechnerische Bestimmung

der Neigung und Einfallrichtung einer ebenen Grenzfläche aus der Richtung des auftauchenden, durch die untere Schicht gelaufenen Strahls

a) *2-Schichten-Problem.* Ist die Grenzfläche geneigt und liegt das Schußprofil nicht in der Einfallrichtung, so weicht die Horizontalprojektion des Strahles, wie schon R. Bungers bemerkt †), von der Profilrichtung ab. Der Winkel zwischen

*) Auszug aus zwei Dissertationen, erschienen in Neue Deutsche Forschung 1936, Berlin, Junker u. Dünhaupt. XXVI. M. Kamel: Seismische Bestimmung des Einfallens und Streichens aus Amplituden. XXVII. F. Faltas: Konstruktive Ermittlung geneigter Schichten aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen.

**) Siehe hierzu H. K. Müller: Zeitschr. f. Geophys. 1935, S. 111.

***) Bestimmung von Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen. Zeitschr. f. Geophys. 11, 326—328 (1935).

†) Zeitschr. f. Geophys. 11, 326 (1935).

der Horizontalprojektion des Strahles und dem Profil sei als Azimutabweichung (a) bezeichnet (positiv nach links, gesehen vom Sprengpunkt zum Beobachtungsort). Das Azimut (A) des Profils wird positiv gezählt entgegen dem Uhrzeiger (von oben gesehen) von der Richtung der Schnittlinie der geneigten Grenzfläche mit der Oberfläche (Streichrichtung) zur Richtung des Profils (Schußpunkt—Zelt). Die Nullrichtung wird so festgesetzt, daß, wenn man ihr entgegensieht, die Schnittlinie der Grenzfläche mit der Oberfläche links liegt. Positives Azimut (zwischen 0 und 180°) entspricht fallendem Schießen (die Grenzfläche fällt vom Schußpunkt zum Zelt), negatives Azimut (zwischen 0 und — 180°) steigendem Schießen (die Grenzfläche steigt vom Schußpunkt zum Zelt). Der Winkel zwischen der Vertikalebene durch das Profil und der Einfallsebene (die die Sprengbasis enthält und auf der geneigten Grenzfläche senkrecht steht) wird Basisabweichung*) (b) genannt. b ist positiv, wenn a positiv ist und umgekehrt. ω ist die Neigung der Grenzschicht,

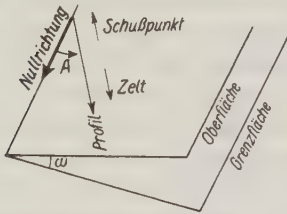


Fig. 1.
Definition des Azimuts

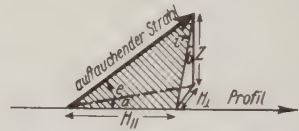


Fig. 2.
Der auftauchende Strahl und seine Komponenten. Einfallsebene schraffiert
 a = Azimutabweichung; e = Emergenzwinkel;
 b = Basisabweichung; i' = Inzidenzwinkel, gemessen in der Einfallsebene

ω' die scheinbare Neigung (in der Einfallsebene gemessen)**), i_2 der Grenzwinkel der Totalreflexion an der Grenzfläche ($\sin i_2 = v_1/v_2$; $v_{1,2}$ = Geschwindigkeit in der oberen und unteren Schicht). a und b sind mit dem Emergenzwinkel e durch die Beziehung

$$\sin a = \operatorname{tg} b \operatorname{tg} e$$

verknüpft. Sind $H_{||}$ und H_{\perp} die horizontalen Bodenverrückungen in der Schußrichtung und senkrecht dazu, sowie Z die vertikale Bodenverrückung, so ist

$$\operatorname{tg} a = \frac{H_{\perp}}{H_{||}}, \quad \operatorname{tg} e = \frac{Z}{\sqrt{H_{\perp}^2 + H_{||}^2}}, \quad \operatorname{tg} b = \frac{H_{\perp}}{Z}$$

($H_{||}$ positiv in der Richtung vom Schußpunkt weg; H_{\perp} positiv nach links, vom Schußpunkt zum Zelt gesehen; Z positiv nach oben).

Der Reflexionsvorgang an der Erdoberfläche ist theoretisch zu berücksichtigen, doch macht er wenig aus.

*) Nach R. Bungers.

**) Die von R. Bungers eingeführte „scheinbare Neigung“ ist nicht dasselbe.

Nimmt man für den Strahlverlauf die Gültigkeit des Fermatschen Prinzips an, so ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\cos \omega = \cos \omega' \cdot \cos b \quad \dots \dots \dots [\alpha]$$

$$\sin \omega' = \sin A \cdot \sin \omega \quad \dots \dots \dots [\bar{\alpha}]$$

$$\operatorname{tg} b = \cos A \cdot \operatorname{tg} \omega \quad \dots \dots \dots [\beta]$$

$$\sin e = \cos \omega \left(\cos i_2 - \frac{\sin A \sin \omega \sin i_2}{\sqrt{1 - \sin^2 A \sin^2 \omega}} \right) \quad \dots \dots \dots [\gamma]$$

$$\sin a = \frac{\cos A \sin \omega \left(\cos i_2 - \frac{\sin A \sin \omega \sin i_2}{\sqrt{1 - \sin^2 A \sin^2 \omega}} \right)}{\sqrt{1 - \cos^2 \omega \left(\cos i_2 - \frac{\sin A \sin \omega \sin i_2}{\sqrt{1 - \sin^2 A \sin^2 \omega}} \right)^2}} \quad \dots \dots \dots [\delta]$$

Die Formeln $[\bar{\alpha}]$ bis $[\delta]$ lassen sich wesentlich vereinfachen, wenn die Neigung ω so klein ist, daß man $\cos \omega = 1$ und $\sin \omega = \omega$ setzen kann und ω^2 gegenüber 1 vernachlässigt werden darf. Dann ergibt sich:

$$\omega' = \omega \cdot \sin A \quad \dots \dots \dots [\bar{\alpha}']$$

$$b = \omega \cdot \cos A \quad \dots \dots \dots [\beta']$$

$$\sin e = \cos i_2 - \omega \sin A \sin i_2 \quad \dots \dots \dots [\alpha']$$

$$a = \omega \cos A \operatorname{tg} i_2 - 2 \omega^2 \cos A \sin A \quad \dots \dots \dots [\delta']$$

$[\alpha]$ dient zur Bestimmung der Neigung ω , wenn die scheinbare Neigung ω' bekannt und die Basisabweichung b gemessen ist. ω' läßt sich durch Schießen eines Profils in beiden Richtungen aus Laufzeiten oder aus Amplituden*) bestimmen. Nach Berechnung von ω ergibt sich das Azimut A aus Formel $[\bar{\alpha}]$.

$[\beta]$ ist die Lösung von R. Bungers. Aus ihr läßt sich A und ω bestimmen, wenn man b in zwei Profilen mißt, die einen bekannten Winkel einschließen. Dieser Winkel ist beliebig, nur darf er nicht 180° betragen (Schießen eines Profils in beiden Richtungen). Am einfachsten wird es, wenn beide Profile senkrecht aufeinander stehen.

$[\gamma]$ und $[\delta]$ geben die entsprechenden Formeln bei Verwendung des Emergenzwinkels e und der Azimutabweichung a für zwei Profile, die einen bekannten Winkel bilden. i_2 läßt sich durch Schießen eines Profils in beiden Richtungen*) bestimmen. Da bei $[\gamma]$ und $[\delta]$ der Winkel zwischen den Profilen ganz beliebig ist (er darf auch 180° sein), genügt es hier, ein Profil in beiden Richtungen abzuschießen.

Auch andere Kombinationen sind denkbar. Man muß nur darauf achten, daß man zwei Beobachtungen zur Verfügung hat, um die beiden Unbekannten ω und A zu bestimmen. Am einfachsten jedoch ist das Abschießen eines Profils in beiden Richtungen unter Verwendung von $[\alpha]$ und $[\bar{\alpha}]$ oder das Abschießen von

*) Siehe weiter unten.

zwei Profilen nach Bungers, wobei die Formel $[\beta]$ verwendet wird. Im Abschnitt III sollen daher nur diese beiden Fälle besprochen werden.

Liegt das Schußprofil in der Einfallsrichtung ($A = \pm 90^\circ$), so ergibt sich speziell:

$$a = b = 0,$$

$$\sin e = \cos(i_2 \pm \omega) = \frac{\sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cos \omega \mp v_2 \sin \omega}{v_1},$$

für das Schußprofil senkrecht zur Einfallsrichtung ($A = 0$ oder 180°):

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} a &= \pm \cotg i_2 \sin \omega = \pm \frac{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1} \cdot \sin \omega, \\ \sin e &= \cos i_2 \cdot \cos \omega = \frac{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_2} \cdot \cos \omega, \\ b &= \pm \omega. \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{oberes Vorzeichen} \\ \text{für } A = 0^\circ, \\ \text{unteres Vorzeichen} \\ \text{für } A = 180^\circ. \end{array}$$

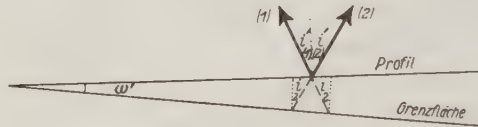


Fig. 3. Einfallsebene.

ω' = scheinbare Neigung, gemessen in der Einfallsebene

Die Bestimmung von ω' und i_2 aus Amplitudenbeobachtungen für ein in beiden Richtungen geschossenes Profil geschieht folgendermaßen:

Ist i' der Inzidenzwinkel an der Oberfläche, gemessen in der Einfallsebene, so wird

$$\operatorname{tg} i' = \frac{H_{\parallel}}{\sqrt{Z^2 + H_{\perp}^2}}.$$

Führt man das für beide Schußrichtungen aus ($i'_{(1)}$ und $i'_{(2)}$), so ergibt sich nach Fig. 3, wenn $i'_{(2)} > i'_{(1)}$ angenommen wird:

$$\omega' = \frac{i'_{(2)} - i'_{(1)}}{2} \quad \text{und} \quad i_2 = \frac{i'_{(1)} + i'_{(2)}}{2}.$$

b) 3-Schichten-Problem. Bei sprengseismischen Untersuchungen kommt es häufig vor, daß durch eine dünne horizontale Deckschicht mit kleiner Geschwindigkeit v_0 (z. B. Verwitterungsschicht) die Emergenzwinkel stark vergrößert werden*). Hierdurch wird die Basisabweichung verkleinert. Um den Einfluß einer solchen Deckschicht auf Bestimmung der Schichtneigung aus Amplitudenbeobachtungen

*) Vgl. O. v. Schmidt: Zeitschr. f. Geophys. 8, 376—396 (1932).

zu untersuchen, soll im folgenden die Theorie des 3-Schichten-Problems (mit horizontaler Deckschicht) behandelt werden*).

Eine einfache Behandlung gestattet dieses Problem nur dann, wenn das Schußprofil in der Einfallrichtung oder senkrecht dazu liegt. Hierfür ergeben sich folgende Beziehungen ($v_0/v_1 = \lambda$):

1. Schußprofil in der der Einfallrichtung ($A = \pm 90^\circ$):

$$a = b = 0,$$

$$\cos e = \lambda \sin(i_2 \pm \omega) = \frac{v_0(v_1 \cdot \cos \omega \pm \sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cdot \sin \omega)}{v_1 v_2}.$$

2. Schußprofil senkrecht zur Einfallrichtung ($A = 0$ oder 180°):

$$\operatorname{tg} a = \pm \cotg i_2 \cdot \sin \omega = \pm \frac{\sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cdot \sin \omega}{v_1^2},$$

$$\cos e = \lambda \sqrt{1 - \cos^2 i_2 \cos^2 \omega} = \frac{v_0 \sqrt{v_2^2 \sin^2 \omega + v_1^2 \cos^2 \omega}}{v_1 v_2},$$

$$\sin b = \pm \frac{\lambda \cos i_2}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 i_2}} \sin \omega = \pm \frac{v_0 \sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1 \sqrt{v_2^2 - v_0^2}} \cdot \sin \omega.$$

c) *Folgerungen für die praktische Durchführung von Sprengversuchen.* Die praktische Bestimmung von Schichtneigungen aus Amplitudenbeobachtungen erfolgt nach G. Angenheister am einfachsten in folgender Weise: Stellt man die Seismographen auf einen Kreis um den Schlußpunkt auf, so ergibt sich die Richtung des Einfallens daraus, daß bei dem Beobachtungsort, der vom Schlußpunkt gesehen in dieser oder in entgegengesetzter Richtung liegt, keine Azimutabweichung oder Basisabweichung auftritt. Man sucht also den Punkt des Kreises, bei welchem $H_\perp = 0$ ist. Dieser gibt die Einfallrichtung an. Durch Beobachtung von b in einem Punkt in der Richtung senkrecht zum Einfallen erhält man dann $\omega = \pm b$. Dieses Verfahren läßt sich verallgemeinern, indem man in dem Punkt senkrecht zur Einfallrichtung a oder e beobachtet (statt b) oder indem man in einem Punkt in der Einfallrichtung e bestimmt. Es ergeben sich dann folgende Beziehungen zur Berechnung von ω :

A. Beobachtungsort in der Einfallrichtung (oder entgegengesetzt), Messung von e :

a) bei 2 Schichten:

$$\sin \omega = \pm \frac{\sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cdot \cos e - v_1 \cdot \sin e}{v_2},$$

$$\cos \omega = \frac{v_1 \cos e + \sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cdot \sin e}{v_2};$$

*) O. v. Schmidt: Theorie der 3-Schichten-Seismik, Zeitschr. f. Geophys. 7, 37—56 (1931), behandelt das allgemeinere 3-Schichten-Problem mit geneigten Grenzflächen gleicher Einfallrichtung, aber nur hinsichtlich der Laufzeiten.

b) bei 3 Schichten: durch Auflösung von

$$\cos e = \frac{v_0 \cdot (v_2 \cos \omega \pm \sqrt{v_2^2 - v_1^2} \cdot \sin \omega)}{v_1 v_2}$$

nach ω .

B. Schußprofil senkrecht zur Einfallsrichtung:

1. Messung von b :

a) bei 2 Schichten: $\omega = \pm b$,

b) „ 3 „ $\sin \omega = \pm \frac{v_1 \sqrt{v_2^2 - v_0^2}}{v_0 \sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \cdot \sin b$.

2. Messung von e :

a) bei 2 Schichten: $\cos \omega = \frac{v_2}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \cdot \sin e$,

b) „ 3 „ $\begin{cases} \cos \omega = \frac{v_2}{v_0 \sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \sqrt{v_0^2 - v_1^2} \cos^2 e, \\ \sin \omega = \pm \frac{v_1}{v_0 \sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \sqrt{v_2^2 \cos^2 e - v_0^2}, \end{cases}$

3. Messung von a :

bei 2 und 3 Schichten: $\sin \omega = \pm \frac{v_1}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \operatorname{tg} a$.

Hierbei ist das Vorzeichen (oberes oder unteres) so zu wählen, daß ω positiv und $< 90^\circ$ wird. Verwendet man das obere Vorzeichen, so fällt bei A die untere Grenzschicht vom Schußpunkt zum Beobachtungsort, bei B nach links, wenn man vom Schußpunkt zum Zelt sieht.

Bei zwei Schichten kommt man ohne Kenntnis der Geschwindigkeiten bzw. des Winkels i_2 aus, wenn man (nach G. Angenheister) beim Schießen senkrecht zur Einfallsrichtung die Basisabweichung benutzt (B 1a). Es ist also in diesem Falle mindestens die H_\perp - und die Z-Komponente zu beobachten. Bei drei Schichten muß man das Verhältnis der Geschwindigkeiten v_1 und v_2 (in der mittleren und der unteren Schicht) oder i_2 kennen, wenn man beim Schießen senkrecht zur Einfallsrichtung die Azimutabweichung verwendet (B 3), also mindestens die beiden H -Komponenten beobachtet. In den übrigen Fällen müssen sämtliche Geschwindigkeitsverhältnisse bekannt sein. Man erhält sie, wenn nötig, durch zweifaches Schießen irgendeines Profils in beiden Richtungen aus den Laufzeitkurven. Oft kann man jedoch die Geschwindigkeiten als bekannt voraussetzen (z. B. wenn man die geologische Schichtenfolge kennt und es nur auf die Bestimmung der Lage der Grenzfläche ankommt).

II. Konstruktive Ermittlung einer geneigten Schicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen

Aus den Laufzeitkurven eines in beiden Richtungen abgeschossenen Profils ergeben sich nach bekannten Methoden*) bei ebener geneigter Grenzfläche die scheinbaren Emergenzwinkel \bar{e}_1 und \bar{e}_2 der auftauchenden Strahlen an der Oberfläche, sowie die Tiefen h_1 und h_2 der Grenzschicht unter den Beobachtungspunkten, gemessen in der Einfallsebene. Hieraus läßt sich, wie unten gezeigt wird, die in der Einfallsebene gemessene scheinbare Neigung der Grenzfläche ermitteln, über die Lage der Einfallsebene (ob senkrecht oder schief) kann nichts ausgesagt werden. Hierzu sind ergänzende Beobachtungen nötig, z. B. die Azimutabweichungen a_1 und a_2 der auftauchenden Strahlen oder die Laufzeitkurven eines in einer Richtung abgeschossenen zweiten Profils. Dann läßt sich die Lage der Grenzfläche konstruktiv ermitteln.

a) Konstruktion der Streichrichtung und des Einfallens der Grenzschicht aus Laufzeitkurven und Azimutabweichungen eines in beiden Richtungen geschossenen Profils. In Fig. 4 seien I und II die Beobachtungsorte für die beiden Schußrichtungen des Profils. Das Profil 1 erstreckt sich von I in Richtung auf II und darüber hinaus, das Profil 2 von II nach I hin.

Aus den Azimutabweichungen a_1, a_2 und den scheinbaren Emergenzwinkeln e_1, \bar{e}_2 kann man die auftauchenden Strahlen im Grundriß (Oberfläche) und in der in die Zeichenebene geklappten Einfallsebene zeichnen (Fig. 4, Mitte). In I und II werden im Grundriß die Azimutabweichungen a_1 und a_2 im Profil angetragen, entsprechend in der Einfallsebene die scheinbaren Emergenzwinkel \bar{e}_1 und e_2 . Legt man die Zeichnung, wie üblich, so an, daß das Profil horizontal verläuft und entsprechende Punkte des Profils der Einfallsebene senkrecht unter den zugehörigen Punkten des Profils des Grundrisses liegen, so müssen, wenn die Grenzfläche eben ist und die Winkel a_1, a_2, \bar{e}_1 und \bar{e}_2 richtig bestimmt sind, die Schnittpunkte A und B der rückwärtigen Verlängerungen der auftauchenden Strahlen vertikal untereinander liegen. Ist das nicht der Fall, so sind die auftauchenden Strahlen in I und II windschief, was bei ebener Grenzfläche nicht eintritt und demnach auf eine gekrümmte Schichtgrenze schließen läßt. Der Schnitt der Verbindungslinie AB mit dem Profil I bis II sei im Grundriß und in der Einfallsebene mit H bezeichnet. Es sei noch bemerkt, daß im Raum der Punkt B senkrecht unter dem Punkt A liegt, und daß sich in der Einfallsebene bei B der Winkel $2i$ befindet (i = Inzidenzwinkel an der Grenzfläche). Rechte Winkel sind durch \blacksquare bezeichnet.

Zur Konstruktion der wahren Emergenzwinkel e_1 und e_2 werden die durch die vertikale Kante AB , die auftauchenden Strahlen und die Oberfläche bestimmten Dreiecke $AB I$ und $AB II$ in die Zeichenebene geklappt (Mitte der Fig. 4, rechts

*) O. v. Schmidt: Zeitschr. f. Geophys. 4, 134ff.; H. Haalek: „Lehrbuch der angewandten Geophysik.“

und links unten). Man entnimmt aus dem Grundriß die Strecken AI und AI . Hieraus werden die rechtwinkligen Dreiecke ABI und $ABII$ konstruiert. e_1 und e_2 befinden sich bei I und II.

Es folgt zunächst die Bestimmung der Schnittlinie der Einfallsebene mit der Grenzfläche. In der Einfallsebene (Fig. 4, unten) werden die aus den Laufzeitkurven

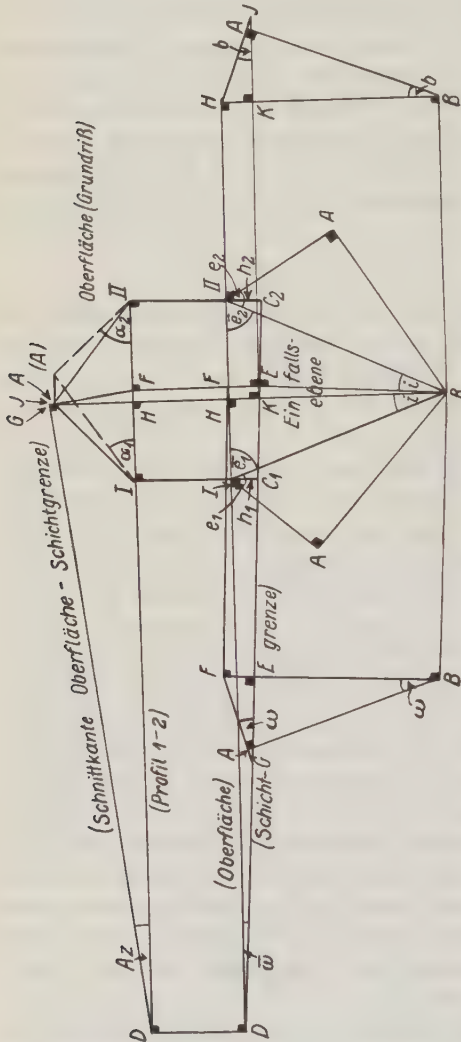


Fig. 4. Konstruktion der Lage der geneigten Schicht bei einem in beiden Richtungen geschlossenen Profil

bestimmten Tiefen h_1 und h_2 von I und II aus senkrecht nach unten abgetragen. Die Verbindungslinie der Endpunkte C_1 und C_2 stellt die gesuchte Schnittgerade dar. Ihr Neigungswinkel gibt die scheinbare Neigung $\bar{\omega}$, die mit dem aus den Laufzeitkurven berechneten Wert übereinstimmen muß. Verlängert man C_1C_2 bis zum Schnitt mit dem Profil 1, 2, so erhält man den Schnittpunkt D des Profils mit der Grenzfläche. Eine Kontrolle ergibt sich dadurch, daß das Lot auf C_1C_2 durch B den Winkel $IBII = 2i$ halbieren muß. Dieses Lot ist im Raum das Lot auf der Schichtgrenze. Sein Schnittpunkt mit der Grenzfläche bzw. der Oberfläche sei E bzw. F .

Zur Konstruktion der Streichrichtung (Schnittlinie zwischen der Grenzfläche und der Oberfläche) und des Einfallswinkels verwendet man die Vertikalebene durch das Lot BEF . Diese steht senkrecht auf der Streichrichtung und geht im Grundriß durch den Punkt A . Überträgt man also den Punkt F in den Grundriß und verbindet ihn mit A , so ist AF die Richtung des Einfallens. Wird D

ebenfalls in den Grundriß übertragen, und fällt man von D das Lot auf AF (Fußpunkt G), so ist DG die gesuchte Schnittlinie der Grenzfläche mit der Oberfläche. Der Winkel bei D im Grundriß gibt das Azimut Az des Profils, bezogen auf die Streichrichtung, an. Zeichnet man nun das Dreieck AFB (Fig. 4, links unten), indem

geraden zeichnet man den Beobachtungsort III und einen beliebigen Punkt S nach der Seite des Sprengpunktes hin. Von III senkrecht nach unten zeichnet man die aus den Laufzeitkurven des Profils 3 zu berechnende Tiefe h'_3 bis C'_3 , bei S trägt man an S III den ebenfalls aus den Laufzeitkurven erhältlichen scheinbaren Emergenzwinkel \bar{e}' an*). Sodann konstruiert man das Dreieck III $B'S$, indem bei B' der bekannte Winkel $2i$ angebracht wird. Dieser wird halbiert und von C'_3 das Lot auf die Halbierungsgerade $B'F'$ gefällt. Der Fußpunkt sei E' . Die Gerade C'_3E' ist die Schnittlinie der Schichtgrenze mit der Einfallsebene des Profils 3, $B'E'F'$ ist im Raum das Lot auf der Grenzfläche. Bringt man C'_3E' zum Schnitt mit dem Profil III S , so erhält man in D' den gesuchten Schnittpunkt des Profils 3 mit der Grenzfläche.

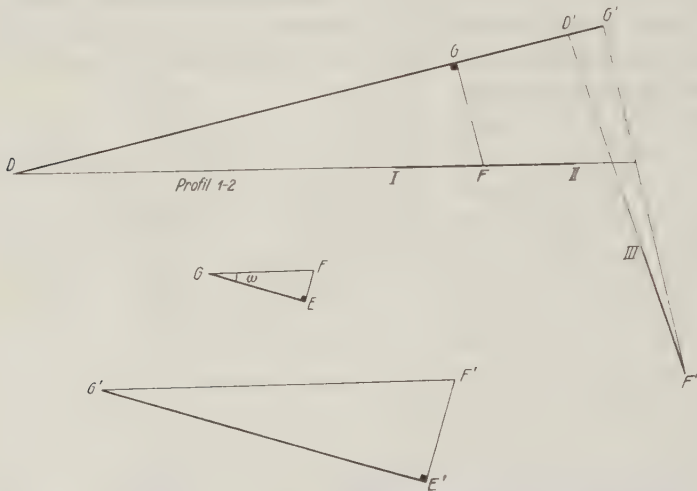


Fig. 6. Grundriß und Konstruktion der Neigung der Grenzfläche

Nunmehr kann man den Grundriß zeichnen (Fig. 6). Die Lage der Beobachtungspunkte I, II, III und der Profileraden ist gegeben. Aus Fig. 4 und 5 überträgt man die Punkte D und F sowie D' und F' . DD' ist dann die Schnittkante der Schichtgrenze mit der Oberfläche (Streichrichtung). Den Einfallswinkel ω erhält man ähnlich wie früher. Von F wird das Lot auf DD' gefällt (Fußpunkt G) und das Dreieck EFG mit dem rechten Winkel bei E konstruiert (Fig. 6, Mitte). EF entnimmt man aus Fig. 4. Der Winkel ω befindet sich bei G . Zur Kontrolle kann man dieselbe Konstruktion mit E' , F' und G' durchführen (Fig. 6, unten). Hiermit ist die gestellte Aufgabe gelöst. Hat man auch Amplituden beobachtet, so kann man die Azimutabweichung a , Basisabweichung b und wahre Emergenzwinkel c konstruieren und mit den beobachteten vergleichen. Zur Konstruktion ist die Kenntnis der Punkte A (Profil 1, 2) und A' (Profil 3)

*) Die Berechnung von h'_3 und \bar{e}' aus dem einseitig geschossenen Profil 3 ist möglich, da v_2 und i aus Profil 1, 2 bekannt sind.

nötig. Man erhält zunächst H als Fußpunkt des Lotes von B auf (I, II) und überträgt H in den Grundriß. Errichtet man nun im Grundriß das Lot auf (I, II) in H , so schneidet dieses Lot die Linie FG in A (vgl. Fig. 4). Entsprechend verfährt man bei der Konstruktion von H' und A' in Profil 3. Alles weitere verläuft in gleicher Weise wie im Abschnitt a) beschrieben.

III. Anwendung auf seismische Sprengversuche

Es wurden in der Tongrube einer Ziegelei bei Göttingen in drei Profilen elastische Wellen durch künstliche Sprengungen hervorgerufen und diese elastischen Wellen mittels Seismographen aufgezeichnet. Alle Schüsse wurden in drei Komponenten registriert. Der Vertikalseismograph war nach Angaben von E. Wiechert, die beiden Horizontalseismographen nach Angaben von G. Angenheister gebaut.

Profil (1, 2) bildet ein in beiden Richtungen geschossenes Profil, das Profil 3 steht senkrecht dazu (Fig. 7). Bei jedem Profil blieb das Beobachtungszelt mit dem Seismographen unverändert, während die Sprengentfernung variiert wurde. Es bedeuten I den Standort des Zeltes für Profil 1, II und III den Standort für Profil 2 und 3. Profil 2 und 3 haben denselben Standort des Zeltes. Der Abstand zwischen I und (II, III) betrug etwa 30 m.

Bei allen Registrierungen wurden nur Laufzeit und Amplituden des ersten Einsatzes der longitudinalen Wellen ausgewertet.

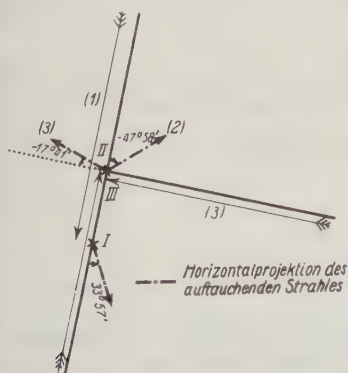


Fig. 7. Schußprofile in einer Tongrube bei Göttingen

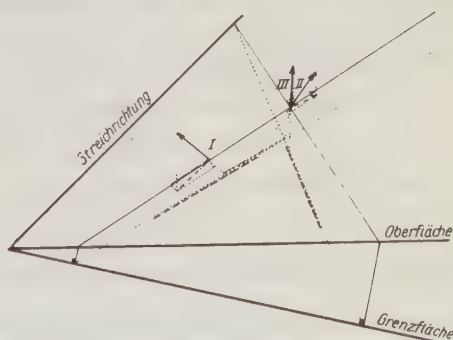


Fig. 8. Lage der Grenzfläche und der Schußprofile (schematisch)

a) Berechnung der Lage der Grenzfläche aus Amplitudenbeobachtungen (M. Kamel).

Für die Azimutabweichungen, Basisabweichungen und Emergenzwinkel der durch die untere Schicht gelaufenen Longitudinalwellen ergeben sich umstehende Werte*). Die Genauigkeit beträgt etwa $\pm 4^\circ$.

*) Mittel der Auswertung von M. Kamel u. F. Faltas auf ganze Grade abgerundet. In Abb. 7 sind die Werte für α von M. Kamel angegeben.

Profil		
1	2	3
$a_1 = 34^0$	$a_2 = -48^0$	$a_3 = -19^0$
$b_1 = 10^0$	$b_2 = -21^0$	$b_3 = -5^0$
$e_1 = 72^0$	$e_2 = 63^0$	$e_3 = 72^0$

Die Basisabweichungen b für Profil 1 und 2 müßten theoretisch ihrem absoluten Betrag nach gleich sein. Daß dies nicht der Fall ist, deutet auf eine Krümmung der Grenzfläche.

Es wurden zunächst die Azimute der drei Profile (A_1, A_2, A_3) und die Neigung ω aus den Basisabweichungen von Profil 2 und 3 berechnet. Es ergab sich:

$$A_1 = -13^0, A_2 = 167^0, A_3 = -103^0; \omega = 20^0.$$

Fig. 8 gibt schematisch die ungefähre Lage der Grenzfläche und der Profile. Aus den angegebenen Werten für A und ω wurden ferner die Emergenzwinkel für die drei Profile berechnet:

$$\begin{array}{ccc} e_1 = 68^0, & e_2 = 63^0, & e_3 = 84^0 \\ \text{(gemessen } e_1 = 72^0, & e_2 = 63^0, & e_3 = 72^0) \end{array}$$

Die schlechte Übereinstimmung von e_3 mit dem gemessenen Wert deutet wieder auf eine gekrümmte Grenzfläche.

Ferner wurden A und ω aus den Profilen 1 und 2 mit Verwendung der scheinbaren Inzidenzwinkel i' (in der Einfallsebene) berechnet. $i'_{(1)}$ und $i'_{(2)}$ wurden aus Amplitudenmessungen abgeleitet. Es ergab sich:

$$\begin{array}{l} i'_{(1)} = 13^0, \quad i'_{(2)} = 17^0, \quad i_2 = 15^0, \quad \omega' = 2^0; \\ \omega = 10^0, \quad \text{unter Benutzung von } b_1 \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} i'_{(1)} = 13^0, \quad i'_{(2)} = 17^0, \quad i_2 = 15^0, \quad \omega' = 2^0; \\ \omega = 10^0, \quad \text{unter Benutzung von } b_1 \end{array}} \right\} \text{Mittel } \omega = 15^0. \\ \omega = 20^0, \quad \text{unter Benutzung von } b_2 \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} i'_{(1)} = 13^0, \quad i'_{(2)} = 17^0, \quad i_2 = 15^0, \quad \omega' = 2^0; \\ \omega = 10^0, \quad \text{unter Benutzung von } b_1 \end{array}} \right\} \\ A_1 = -7^0, \quad A_2 = 173^0, \quad A_3 = -97^0. \end{array}$$

Für die Emergenzwinkel erhält man:

$$e_1 = 70^0, \quad e_2 = 68^0, \quad e_3 = 88^0,$$

also wiederum schlechte Übereinstimmung für e_3 mit dem gemessenen Wert.

b) *Konstruktion der Lage der Grenzfläche aus den Auswertungen der Laufzeitkurven und der Azimutabweichungen von Profil 1 und 2* (F. Faltas). Die Auswertung der Laufzeitkurven von Profil 1 und 2 ergaben:

$$\begin{array}{ll} \bar{e}_1 = 70^0, & h_1 = 7.2 \text{ m,} \\ \bar{e}_2 = 65^0, & h_2 = 10.5 \text{ m} \end{array}$$

(vgl. Fig. 4).

Verwendet man für die Azimutabweichungen a_1 und a_2 die aus Amplituden abgeleiteten Werte, so zeigt sich, daß bei der Konstruktion (Fig. 4) die Punkte A und B nicht lotrecht übereinander liegen. Der Punkt A fällt an die mit (A) bezeichnete Stelle. Um die Konstruktion durchführen zu können, wurde der Punkt A soweit nach links verschoben, bis er senkrecht über B lag. Dann wurde die Konstruktion durchgeführt wie unter II a) beschrieben.

Als Ergebnis sind aus der Zeichnung folgende Werte zu entnehmen:

Azimet des Profils 1	$Az = -10^0$,
Neigung der Grenzfläche	$\omega = 21^0$,
wahre Emergenzwinkel	$\begin{cases} e_1 = 62^0, \\ e_2 = 58^0, \end{cases}$
Basisabweichung	$b_1 = -b_2 = 20^0$.

Außer für e_1 und b_1 ist die Übereinstimmung mit den aus Amplitudenbeobachtungen abgeleiteten e - und b -Werten und mit den von M. Kamel errechneten Werten für A_1 und ω befriedigend.

Zusammenfassung

1. Als Fortsetzung einer Arbeit von R. Bungers leitet M. Kamel für das 2-Schichten-Problem der angewandten Seismik und das 3-Schichten-Problem (mit horizontaler Deckschicht) die Formeln ab, die zur Bestimmung der Streichrichtung und des Einfallens einer geneigten ebenen Grenzfläche aus Amplitudenbeobachtungen verwendet werden können.

2. F. Faltas gibt eine konstruktive Methode an zur Bestimmung der Streichrichtung und des Einfallens der Grenzfläche des 2-Schichten-Problems aus den Laufzeiten und den Amplituden der Horizontalkomponenten in einem nach beiden Richtungen geschossenen Profil und aus Laufzeiten allein bei einem noch beiden Richtungen und einem zweiten nur in einer Richtung geschossenen Profil.

3. Beide Methoden werden auf Sprengversuche des Göttinger Geophysikalischen Instituts angewendet. Der Vergleich der verschiedenen Methoden liefert meist befriedigende Ergebnisse.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Juli 1936.

Referate und Mitteilungen

Veröffentlichungen des Institutes der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin: Heft 4. *I. Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen* (2. Bericht). Mitteilungen über gemeinsame Arbeiten der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik und des Geophysikal. Instituts der Universität Göttingen. *II. Über das Verhalten des Sandes bei Belastungsänderung und Grundwasserbewegung*. Von L. Erlenbach. Mit 56 Textabbildungen. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1936. Preis 8.— RM.

In dem ersten Teil „Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen“ dieses 4. Heftes der Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik wird über die Ergebnisse einer Zusammenarbeit mit dem Göttinger

Geophysikalischen Institut berichtet. Es sollte die Schädlichkeit der Erschütterungen durch Verkehr, Sprengungen und Erdbeben festgestellt und Abhilfe geschaffen werden. Da man sich die Erschütterung bei stoßförmiger Anregung aus sinusförmigen Schwingungen verschiedener Frequenz zusammengesetzt denken kann, wurde im Sommer 1933 und 1934 das elastische Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung untersucht. Die Hauptfragen bei den Untersuchungen waren: „Schwingt der Boden in der Frequenz der Erregung? Gibt es im Boden Eigenschwingungen, Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und ausgeprägte Schwingungsformen?“

Der I. Teil enthält 4 Kapitel:

A. Eigenschwingungen im Boden. Bearbeitet von R. Köhler.

B. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen im Boden. Bearbeitet von R. Köhler und A. Ramspeck.

C. Die Interferenz elastischer Wellen im Untergrund. Bearbeitet von A. Ramspeck.

D. Praktische Anwendungen. Bearbeitet von A. Ramspeck.

Bei den Eigenschwingungen im Boden handelt es sich um eigenschwingungsfähige Gebiete von geringer Ausdehnung, die mit Hilfe von Nahsprengungen und sinusförmigen Bodendrucken angeregt werden können. Nach eingehender Beschreibung der Versuchsgeräte und der Versuchsanordnung wird zuerst die Aufzeichnung und Auswertung der Messungen bei sinusförmiger Bodenankregung beschrieben. Bei diesen Messungen wurde in verschiedenen Entfernungen von dem Sender (Schwingmaschine) in den drei Komponenten (Z , H_{\perp} , H_{\parallel}) die Bodenbewegung aufgezeichnet. Bei der Auswertung wurde für eine bestimmte Entfernung die Bodenamplitude und der Phasenunterschied zwischen der Bodenbewegung vom Sender und Empfänger in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Es wird dann gezeigt, daß die Änderung der Fliehkräfte und Flächendrucke auf die Ausbreitung der Wellen ohne Einfluß ist.

Eigenschwingung. In den Amplitudenfrequenzkurven treten für verschiedene Entfernungen bei derselben Frequenz Maxima auf. Diese entstehen durch Resonanz mit den schwach gedämpften Eigenschwingungen des Bodens. Weitere Kennzeichen für das Vorhandensein dieser Eigenschwingungen ist ihr Auftreten bei Nahsprengungen. Die Eigenfrequenz des hier untersuchten Geländes lag bei 11.3 Hertz. Aus der Steilheit des Resonanzmaximums und dem Ausklingen der Eigenschwingung wird die Dämpfung berechnet. Bei Sprengungen längs eines geradlinigen Profils lassen sich einzelne Wellengruppen verfolgen. Die Geschwindigkeit dieser Schichtschwingungen gleicher Frequenz werden gemessen. Nach einer Rechnung von Sezawa und Kanai wird die Mächtigkeit der mit 11.8 Hertz schwingenden Schicht zu 5.6 m berechnet. Hierbei wird angenommen, daß die Dämpfung der Eigenschwingung hauptsächlich durch Abstrahlung in das darunter liegende Mittel verursacht wird. Nahezu gleiche Schichtdicken ergab eine Bohrung und die Rechnung nach der Formel Schichtdicke $H = \frac{3}{4} \lambda$ (λ = Wellenlänge), die hier behandelte Eigenschwingung hängt formelmäßig gut zusammen mit den beobachteten Elastizitätszahlen, Eigenfrequenzen, Dämpfungen und Schichtmächtigkeiten.

Ausbreitungsgeschwindigkeit. Bei den periodischen Bodendrucken breiten sich nach allen Seiten elastische Wellen aus. Zuerst werden drei theoretisch mögliche Wellenarten mit den zugehörigen Geschwindigkeiten besprochen (Longitudinal-, Transversal- und Oberflächenwellen). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit läßt sich aus der Phasenfrequenzkurve, die in einer bestimmten Entfernung vom Schwinger aufgenommen ist, für jede einzelne Frequenz berechnen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird bei konstanter Frequenz durch Aufnahme einer Laufzeitkurve längs eines geradlinigen Profils viel genauer bestimmt. Hierbei mißt man die verschiedenen Zeitdifferenzen zwischen den gleichen Phasen am Ort des Senders und Empfängers. Über die physikalische Natur der Wellen wird nur so viel gesagt, daß es sich wohl um Sche-

rungswellen handelt, die sich in einem unvollkommenen elastischen Mittel ausbreiten. Nur in der Nähe des Senders und bei niedrigen Frequenzen findet man Rayleigh-Wellen (Ausschläge in Z und H_{\perp} groß gegen H_{\parallel}). In weiterer Entfernung ändert sich die Form und Lage der Schwingungsellipse schnell von Ort zu Ort durch die hier hinzukommende Energie durch Reflexion und Interferenz.

Dispersion. Bei den Messungen der Ausbreitungsgeschwindigkeiten ergaben sich für einige Böden höhere Geschwindigkeiten bei den niedrigeren Frequenzen. Als Erklärung wird angenommen, daß Wellen mit kleiner Wellenlänge, d. h. hoher Frequenz, nur in der obersten Schicht laufen. Die Wellen mit großer Wellenlänge laufen dagegen zum Teil in der tieferen Schicht mit der hohen Geschwindigkeit. Die gemessene Dispersionskurve wird mit einer theoretischen Kurve für Rayleigh-Wellen in einem einfach geschichteten Halbraum verglichen.

Kennziffer für Baugrunduntersuchung. An Hand einer Tabelle wird gezeigt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit ein Maß für die zulässige Bodenpressung ist. Zulässige Bodenpressung und Eigenschwingungszahl α für die Normalversuchseinrichtung wachsen in gleicher Weise wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit ist unabhängig von den Versuchsbedingungen am Erreger. Bei verschiedenen Schwingergewichten gemessene Kurven ergeben alle denselben Verlauf. Bei Einbettungen von anderem Material längs des gemessenen Profils tritt eine neue Geschwindigkeit in der Laufzeitkurve für diesen Bereich auf. Eine Zusammenstellung gibt die Geschwindigkeitserhöhung durch künstliche Verdichtung wieder (Schlämmen, Stampfen und Einrütteln).

Interferenz. Dann wird eingehend die Interferenz elastischer Wellen im Untergrund beschrieben. Es werden Formeln für Raum- und Oberflächenwellen angegeben, Änderung der Phase und Amplitude mit der Entfernung vom Sender im homogenen Halbraum. Bei horizontal geschichtetem Halbraum treffen Wellen am Beobachtungsort zusammen, die durch die obere und untere Schicht gelaufen sind. Es überlagern sich Schwingungen gleicher Frequenz. Bei gebrochenen Wellen kommen mit den direkt gelaufenen Wellen Wellen zur Interferenz, die am Sender senkrecht nach unten, dann in der zweiten Schicht bis unter den Beobachtungsort und dort wieder senkrecht nach oben gelaufen sind. Es werden Formeln für das Entstehen eines Amplitudenmaximums und -minimums abgeleitet. Die Amplitudenänderungen (z. B. die Abstände der Minima) bei konstanter Frequenz und veränderlichem Ort oder bei veränderlicher Frequenz an festem Beobachtungsort werden berechnet. Die so abgeleiteten Formeln enthalten die beiden Geschwindigkeiten, die Frequenz und den Abstand der Maxima. Es werden dann die Maxima und Minima berechnet, die bei reflektierenden Wellen auftreten.

Auf einem homogenen Halbraum ist die Laufzeitkurve eine Gerade. Auf einem horizontal geschichteten Medium haben wir keine strenge Gerade, sondern Wellenlinien. Die mittlere Neigung dieser Wellenlinien gegen die Ordinate entspricht unterhalb der Entfernung, bei der die beiden Einzelamplituden der Wellen durch die zwei Schichten gleich groß sind, der Geschwindigkeit in der oberen, oberhalb dieser Entfernung der Geschwindigkeit in der unteren Schicht. Die Rechnung wird dann noch durchgeführt für einen Halbraum mit einer geneigten Schichtgrenze.

Die Brauchbarkeit dieser theoretischen Betrachtungen wird durch Auswertungsbeispiele belegt. Z. B. ergaben Bohrung und Messung mit sinusförmigen Bodendruckern die gleichen Schichttiefen.

In dem Abschnitt „Praktische Anwendungen“ sollen einige Beispiele für die Brauchbarkeit der hier beschriebenen Untersuchungsverfahren in der Bautechnik gegeben werden. Mehrere Untersuchungen für die Industrie und den Straßenbau haben die Verwendungsmöglichkeit gezeigt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit gibt ein weit besseres Maß für die Güte des Bodens als die Eigenschwingungszahlen. An Versuchen auf Betonstraßen mit verschiedenen dicken Betondecken wird die Größe der Amplitude und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bodenschwingungen in Abhängigkeit von der

Plattenstärke gezeigt. Ferner ist die Geschwindigkeit ein Maß für die Verdichtung künstlich verfestigter Dämme. Für Baugrunduntersuchungen lassen sich Ungleichförmigkeiten an der Oberfläche längs eines Profils und die Tragfähigkeit einer tiefer liegenden Schicht aus den Laufzeitkurven bestimmen. Zum Schluß wird noch aus der Longitudinal- und Transversalwellengeschwindigkeit und Dichte für einige Böden der Elastizitätsmodul, der Schubmodul und die Poissonsche Zahl berechnet.

In dieser Arbeit wird zum ersten Male in zusammenhängender Form über die Ausbreitung sinusförmiger elastischer Bodenbewegungen berichtet. Es werden Geschwindigkeit, Interferenz und Resonanz für homogenen und geschichteten Boden besprochen. Zum Schluß werden die für die Industrie sich ergebenden Anwendungsgebiete an Beispielen beschrieben.

Im zweiten Teil des Heftes wird von Erlenbach „Über das Verhalten des Sandes bei Belastungsänderung und Grundwasserbewegung“ berichtet. Es werden Versuchsreihen für verschiedene Sande zur Ermittlung des Einflusses einer Belastungsänderung allein, einer Wasserspiegeländerung allein und beiden zusammen auf die Bodenbewegung geschildert und jeweils die Schlußfolgerungen aus den Versuchsergebnissen gezogen.

Ein wesentlicher Unterschied besteht, ob ein Bodenverdrängen möglich ist oder nicht. Die Bewegungen der Sandschüttung bei der Wasserabsenkung werden verursacht durch Umlagerung der Körner infolge der Strömung des Wassers, durch die Gewichtszunahme der Körner nach Fehlen des Auftriebes, durch die Gewichtszunahme der Schüttung infolge des in den Poren befindlichen Haft- und Sickerwassers und durch Umlagerung von Körnern infolge von eingeschlossenen Luftblasen. Man kann eine Sandschüttung auf drei Arten verdichten:

1. durch statische Belastung,
2. durch Wasserbewegungen,
3. durch dynamische Belastung.

Ferner ist aus der Gegenüberstellung der Versuchsergebnisse zu ersehen, daß mit Wasser gesättigter Sand weniger tragfähig ist als trockener oder feuchter.

G. A. Schulze.

Georg Wüst und Albert Defant: Atlas zur Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans, Schnitte und Karten von Temperatur, Salzgehalt und Dichte. Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925 bis 1927. Band VI, Atlas. Berlin und Leipzig 1936. Verlag von Walter de Gruyter & Co. Mit 103, meist mehrfarbigen Tafeln. Subskript.-Preis geb. RM 77,—.

Neben den Tabellen, welche das Ergebnis der Serienmessungen enthalten (vgl. Band IV, II. Teil des Meteorwerkes), bildet der soeben erschienene Atlas die Grundlage für die in Band VI des Meteorwerkes gegebene Behandlung der Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans, der Hauptaufgabe der Meteorexpedition. Das gesamte auf den Serienstationen gewonnene Material liegt in anschaulich aufbereiteter Form vor. Im Teil A sind für jedes der vom „Meteor“ gelegten Profile Temperatur, Salzgehalt und Dichte gesondert auf insgesamt 45 Vertikalschnitten dargestellt. Die morphologische Grundlage bilden die Echolotprofile des „Meteor“. Der Maßstab beträgt für die Länge 1 : 30 000 000, für die Tiefe 1 : 30 000, die Übertiefung ist also 1000fach. In Teil B sind 45 Horizontalkarten ebenfalls gesondert für die gleichen Faktoren wie bei den Vertikalschnitten gegeben, und zwar für die Standardtiefen 200, 400, 600, 800, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000 m Tiefe im Maßstabe 1 : 45 000 000. Während für die Vertikalschnitte allein die Serienmessungen des „Meteor“ Verwendung fanden, sind für die Horizontalkarten außerdem die Reihenmessungen von rund 70 Forschungsschiffen der Jahre 1873 bis 1882 benutzt worden. Auf diesen Karten sind angegeben alle für die Standardtiefen interpolierten Zahlen-

werte der „Meteor“-Expedition, in den Horizonten von 2500 m und mehr Meter Tiefe in Auswahl auch die Zahlenwerte anderer Forschungsschiffe. Die Karten umfassen im wesentlichen den offenen Atlantischen Ozean, als dessen Grenzen in diesem Falle im Norden der 65. Breitengrad, im Süden die Meridiane 70° w. L. und 35° ö. L. gewählt wurden. Die für die Karten gewählten Isobathen sind in einer besonderen Tiefenkarte (1 : 45000000) angegeben, die eine vereinfachte Wiedergabe der kürzlich veröffentlichten Tiefenkarte 1 : 20 Millionen darstellt. Um die Auffassung des Kartenbildes nicht zu stören, sind die Namen der Schwellen, Becken usw. auf einem Deckblatt angegeben.

In Teil C sind für das Gebiet etwa von 25° s. B. bis 20° n. B. Vertikalschnitte der Temperatur, des Salzgehalts und der Dichte für die Troposphäre des Atlantischen Ozeans veröffentlicht. Der Längenmaßstab ist der gleiche wie für die bis zum Boden reichenden Schnitte in Teil A, der Vertikalmaßstab ist aber viermal so groß, so daß die Übertiefung 4000fach ist. Die Beobachtungen des „Meteor“ wurden ergänzt durch die des Kabeldampfers „Stephan“ vom Februar—März 1911. Alle genannten Karten und Schnitte sind koloriert, und zwar in sich gut abhebenden und abgestuften Farben. Zwei Schwarz-Weiß-Karten zeigen die Lage der Stationen in den ozeanographischen Schnitten.

Die Schnitte und Karten stellen eine vorbildliche Aufbereitung des auf einer Expedition gewonnenen ozeanographischen Materials dar, und zwar sowohl im Hinblick auf Anlage sowie zeichnerische und drucktechnische Durchführung. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft gebührt besonderer Dank, daß sie die Veröffentlichung in der nun vorliegenden Form ermöglichte.

Bruno Schulz.

Günther Böhnecke: *Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans.* Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ 1925—1927. Band V. Erste Lieferung: Das Beobachtungsmaterial und seine Aufbereitung. 186 S., mit 4 Abbildungen im Text, sowie Band V: Atlas mit 74 meist mehrfarbigen Karten. Berlin und Leipzig, Verlag von Walter de Gruyter & Co., 1936. Subskript.-Preis broschiert RM 27.— und 37.—.

Die Bearbeitung der Oberflächenverhältnisse des Atlantischen Ozeans auf Grund des „Meteor“-Materials gestaltete sich aus dem Grunde recht schwierig und wenig aussichtsreich, weil die Expedition sich über zweieinhalb Jahre ausdehnte und bei einer Gesamtschau Beobachtungen aus verschiedenen Jahreszeiten hätten benutzt werden müssen, was in Anbetracht der meist erheblichen jahreszeitlichen Schwankungen der hydrographischen Faktoren an der Meeresoberfläche unbefriedigend war. Auch eine Betrachtung des gewonnenen Materials nach Jahreszeiten erwies sich als nicht vorteilhaft, da die in den einzelnen Jahreszeiten vom „Meteor“ zurückgelegten Wege zu weit voneinander entfernt liegen, als daß ein zusammenhängendes Bild hätte gewonnen werden können. Deshalb wurde das Ziel weitergesteckt und sämtliches von der Oberfläche des Atlantischen Ozeans vorhandene und in erträglicher Weise erreichbare Material herangezogen und zu neuen Darstellungen der Temperatur-, Salzgehalts- und Dichteverhältnisse des Atlantischen Ozeans verarbeitet.

Die wesentlichste Grundlage für die Behandlung der Temperatur bildet die vom Kgl. Niederländischen Meteorologischen Institut in De Bilt für das Gebiet von 50° N bis 50° S herausgegebene bzw. handschriftlich zur Verfügung gestellte Sammlung von monatlichen Mittelwerten der Temperatur für Eingradfelder. Für das Gebiet südlich von 50° S wurden aus den Schiffstagebüchern der Deutschen Seewarte ausgezogene Temperaturwerte benutzt und für nördlich 50° N die vom Dänischen Meteorologischen Institut veröffentlichten Temperaturwerte. Außerdem wurden u. a. die von Expeditionen gesammelten Beobachtungen herangezogen. Insgesamt wurden für das Gebiet von 50° N bis zur Antarktis etwa 1400000 Temperaturwerte benutzt. Da sie ganz in erster

Linie der Tätigkeit der Besatzungen von Handelsschiffen entstammen, ist ihre Verteilung über die Fläche des Ozeans recht ungleichmäßig; besonders dicht liegen die Beobachtungen in Nähe der mittleren Schiffswege, trotzdem reichte die Beobachtungsdichte aus, Monatsmittelkarten der Oberflächentemperatur zu entwerfen.

Weit weniger zahlreich sind die meist von Expeditionen stammenden Salzgehaltsbeobachtungen, wie es in der größeren Schwierigkeit, den Salzgehalt genau festzustellen, bedingt ist. Monatsmittelkarten konnten nur für das Gebiet nördlich 15° S-Br. gegeben werden.

Über die Herkunft der Oberflächenbeobachtungen, sowie die Art von deren Verwendung ist in einer 24 Seiten umfassenden tabellarischen Zusammenstellung eingehend Auskunft gegeben, und in insgesamt 146 Seiten umfassenden Tabellen sind die auf der „Meteor“-Expedition gewonnenen Temperatur-, Salzgehalt- und abgeleiteten Dichtewerte mitgeteilt sowie die für die einzelnen Eingradfelder ermittelten monatlichen Temperatur- und Salzgehaltsmittel zusammengestellt. Da die Anzahl der Beobachtungen, aus denen sie gewonnen worden sind, ebenfalls angegeben ist, werden sich diese Tabellen als Grundlage für eine spätere Neubearbeitung auf Grund inzwischen neu gewonnenen Materials benutzen lassen; es ist also dann nicht erforderlich, auf die jetzt benutzten und genau angegebenen Quellen nochmals zurückzugreifen.

Das Ergebnis dieser mühsamen und gründlichen Bearbeitung ist der „Atlas über Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans“. Für alle drei Faktoren sind Jahres- und Monatsmittelkarten gegeben im Maßstabe 1 : 55 Millionen, und zwar für die Temperatur nach Süden bis an den Rand der Antarktis, für Salzgehalt und Dichte bis 15° S-Br.; für die letzteren beiden Faktoren aber auch für den ganzen Ozean für das Jahr und die Vierteljahre. Hinzu kommen weiterhin Karten der Temperaturanomalie des Oberflächenwassers im Jahresmittel, bezogen auf Zweigradzonen-Jahresmittel des Weltmeeres, Karten der Temperaturanomalie im Jahresmittel und für die Monate Januar, April, Juli, Oktober, bezogen auf die entsprechenden Zweigradzonenmittel des Atlantischen Ozeans, sowie Karten der mittleren Jahresschwankung, der Eintrittszeit des Temperaturmaximums und -minimums. Für den Salzgehalt sind noch Karten der Anomalie im Mittel des Jahres und der einzelnen Vierteljahre sowie eine Darstellung der mittleren Jahresschwankung gegeben. Entsprechende Karten sind für die Dichte veröffentlicht. Endlich wird durch je zwei Karten eine Vorstellung von der Verteilung der Temperatur- und Salzgehaltsbeobachtungen über den Ozean im Januar und Juli verschafft.

Die Karten sind sorgfältig mit ansprechenden Farben koloriert und die drucktechnische Ausführung ist musterhaft. Mit diesem Atlas von Böhnecke haben wir eine kartographische Darstellung der wichtigsten Oberflächenverhältnisse des Atlantischen Ozeans von bisher nicht erreichter Vollständigkeit erhalten. Dankenswerterweise haben die Deutsche Forschungsgemeinschaft gemeinsam mit dem Oberkommando der Kriegsmarine es ermöglicht, daß die Karten in dem nun vorliegenden Umfange und in so vollendeter Form im Rahmen des Expeditionswerkes veröffentlicht werden konnten.

Die eigentliche Auswertung der geschaffenen Grundlagen wird in den weiteren Teilen von Band V gegeben werden.

Bruno Schulz.

Nachtrag zur Arbeit

W. Patzke: „Genauigkeit von Pendelmessungen auf fester Station“.

Die Unterschrift der Fig. 16, S. 267 enthält ein Versehen; × bezieht sich auf geschmierten, ○ auf trockenen Tisch. Die Angaben im Text S. 267, Zeile 1 und 2 von oben sind richtig.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Geophysikalisches Institut Göttingen

Druck von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Verantwortlich für den Anzeigenteil: Wlth. Zimmermann, Braunschweig.

I. v. W. S.

Druck v. G.

Autorenverzeichnis

- Albrecht, F. 308.
- Bartels, J. 279, 368.
- Bungers, R. 229, 347.
- Chapman, S. 377.
- Defant, A. 281.
- Dieterich, G. 287.
- Faltas, F. 383.
- Fanselau, G. 58, 192.
- Haalck, H. 1, 112, 249, 356.
- Hopfner, F. 24, 66.
- Jankow, K. 33.
- Jung, H. 35, 272.
- Jung, K. 65.
- Kamel, M. 383.
- Koch, H. W. 220.
- Köhler, R. 148.
- Kohlschütter, E. 127, 128, 273.
- Kölzer, J. 306.
- Ledersteger, K. 48.
- Martin, H. 322, 339.
- Meisser, O. 63.
- von zur Mühlen, W. 97.
- Müller, Hg. 173.
- Patzke, W. 253, 400.
- Penndorf, R. 315.
- Petri, J. 129.
- Ramspeck, A. 354.
- Reuter, F. 29.
- Rudolph, H. 360, 363.
- Schindelhauer, F. 299.
- Schmerwitz, G. 206.
- von Schmidt, O. 199.
- Schulz, B. 126, 268, 269, 398, 399.
- Schulze, G. A. 350, 395.
- Schumann, R. 37.
- Stechhöfer, St. 68.
- Suckstorff, G. A. 197, 245.
- von Thyssen, St. 86.
- Uhink, W. 21.
- Wegener, K. 124, 166.
- Wüst, G. 287.
- Zeller, W. 220.

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere
- H. Haalek: Der neue statische Schwere-
messer des Geodätischen Instituts in
Potsdam. S. 1.
- W. Uhink: Quarzuhren. S. 21.
- F. Hopfner: Die potentialtheoretischen
Grundlagen der Lehre von der Iso-
stasie. S. 24.
- R. Schumann: Abhängigkeit der „Bahn
des Poles“ von der Tageszeit der
Beobachtung. S. 37.
- K. Ledersteger: Der Einfluß des Ki-
muraglieses auf die Polkoordinaten.
S. 48.
- O. Meisser: Tabelle der Normalschwere
von 47 bis 56° Breite für sehr genaue
relative Schweremessungen. S. 63.
- K. Jung: Bemerkung zur Potential-
theorie des Schwerkraftfeldes. S. 65.
- F. Hopfner: Stellungnahme zum voran-
gehenden Artikel. S. 66.
- H. Haalek: Barometrische Höhenmes-
sung bei statischen Schweremessungen
mit Hilfe einer praktischen Form des
Luftbarometers. S. 249.
- W. Patzke: Untersuchungen über die
Genauigkeit von Pendelmessungen an
fester Station. S. 253.
- H. Haalek: Bericht über den gegen-
wärtigen Stand der Entwicklung des
statischen Schweremessers. S. 356.

2. Gezeiten, Deformationen, Seismik

- K. Jankow: Erdbebenstation in Sofia.
S. 33.
- W. v. zur Mühlen: Seismische Boden-
unruhe und Brandung. S. 97.
- G. Schmerwitz: Der Koppelungsfaktor
bei galvanometrisch registrierenden
Seismographen. S. 206.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- Erdmagnetismus, Polarlicht,
Luftelektrizität, Durchdringende
Strahlung
- G. Fanselau: Über den Einfluß der mit-
schwingenden Luft bei den magneti-
schen Schwingungsbeobachtungen.
S. 58.
 - H. Haalek: Über eine neue physikalische
Erklärung der Ursache des Erd- und
Sonnenmagnetismus und des luft-
elektrischen Vertikalstromes. S. 112.
 - G. Fanselau: Über Messungen mit dem
Quarzfaden Horizontalintensitäts-
magnetometer von la Cour in Potsdam,
Seddin und Niemegek. S. 192.
 - H. Rudolph: Über Versuche zur Theorie
des Polarlichts. S. 360.
 - Überwiegte positive oder negative
Elektrizität in der Ionosphäre der
Erde? S. 363.
 - J. Bartels: Aufschlüsse über die
Ionosphäre aus der Analyse sonnen-
und mondentägiger erdmagnetischer
Schwankungen. S. 368.

III. Physik der Atmosphäre

Statik, Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

- F. Reuter: Ein Hilfsapparat zur harmonischen Analyse. S. 29.
 K. Wegener: Die Ozonfrage. S. 124.
 J. Petri: Versuche zur Registrierung der Helligkeit mittels photographischer Methode für unbemannte Aufstiege. S. 129.
 K. Wegener: Die Temperatur am Boden des grönländischen Inlandeises. S. 166.
 Hg. Müller: Störung der Windströmung und des Austausches über einem Gebäude. S. 173.
 G. A. Suckstorff: Ein mechanisch registrierender Barograph hoher Empfindlichkeit. S. 245.
 F. Schindelhauer: Über Luftstörungen. S. 299.
 J. Kölzer: Stand der drahtlosen Meßmethoden. S. 306.
 F. Albrecht: Kalorimetrische Filtermessungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung in engen Spektralbereichen. S. 308.
 R. Penndorf: Anomale Schallausbreitung und Ozonosphäre. S. 315.
 S. Chapman: Ozone and Water Vapor in the Atmosphere. S. 377.

IV. Hydrographie

- A. Defant: Entstehung und Erhaltung der troposphärischen Sprungschicht. S. 281.
 G. Wüst: Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans. S. 287.
 G. Dietrich: Das „ozeanische Nivellament“ und seine Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika. S. 287.

V. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe auch I, 1 und 2)
 Elektrische und radioaktive Methoden

- H. Haalek: Der neue statische Schwere-
 messer des Geodätischen Instituts in
 Potsdam. S. 1.

W. Uhink: Quarzuhren. S. 21.

F. Reuter: Ein Hilfsapparat zur harmonischen Analyse. S. 29.

O. Meisser: Tabelle der Normalschwere von 47 bis 56° Breite für sehr genaue relative Schweremessungen. S. 63.

St. Stechhöfer: Erdstrahlungsmessungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr und elektrische Feldstärkemessungen im Gelände. S. 68.

St. v. Thyssen: Über die Verwendung verschiedenartiger Explosionen zur Erregung seismischer Wellen. S. 86.

R. Köhler: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Institutes in Göttingen. XXIII. Messung der Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche. S. 148.

O. v. Schmidt: Zur Theorie der Erdbenenwellen. Die „wandernde Reflexion“ der Seismik als Analogon zur „Kopfwelle“ der Ballistik. S. 199.

H. W. Koch und W. Zeller: Der Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten. S. 220.

R. Bungers: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXV. Theorie der Schwebungen. S. 229.

H. Haalek: Barometrische Höhenmessung bei statischen Schweremessungen mit Hilfe einer praktischen Form des Luftbarometers. S. 249.

W. Patzke: Untersuchungen über die Genauigkeit von Pendelmessungen an fester Station. S. 253.

H. Martin: Die Grundlagen zur Beurteilung von Verkehrserschütterungen. S. 322.

— Untersuchungen am Schütteltisch. S. 339.

R. Bungers: Neuere Untersuchungen über Schwingungsformen in der angewandten Seismik. S. 347.

G. A. Schulze: Das elastische Verhalten des Bodens bei sinusförmiger Anregung. S. 350.

A. Ramspeck: Die Verwendung sinusförmiger elastischer Wellen bei der Untersuchung des Baugrundes. S. 354.

H. Haalek: Bericht über den gegenwärtigen Stand der Entwicklung des statischen Schweremessers. S. 356.

M. Kamel und F. Faltas: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXVI, XXVII. Seismische Bestimmung der Lage einer geneigten ebenen Grenzschicht aus Laufzeiten und Amplituden. S. 383.

Verschiedenes und Mitteilungen

Wissenschaftlicher Wettbewerb aus dem Gebiet der Zeitmeßkunde und Uhrentechnik. S. 34.

E. Kohlschütter: Vorankündigung der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. S. 127.

— Verlag Vieweg 150jähriges Bestehen. S. 128.

Zeitsignale. S. 128.

94. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte. S. 198.

E. Kohlschütter: 12. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. S. 273.

J. Bartels: Nachruf Prof. Nippoldt. S. 279.

Berichtigung. S. 400.

Referate

H. Jung: Werbeschrift der Seismos G. m. b. H. S. 35.

B. Schulz: Theodor Stocks und Georg Wüst: Die Tiefenverhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. S. 126.

G. A. Suckstorff: R. Stüring: Die Wolken. S. 197.

B. Schulz: O. v. Schubert: Quantitative Untersuchungen zur Statik und Dynamik des Atlantischen Ozeans. S. 268.

— Georg Wüst: Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. S. 269.

H. Jung: E. Kohlschütter: Meßkarte zur Auflösung sphärischer Dreiecke. S. 272.

G. A. Schulze: Veröffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin. S. 395.

B. Schulz, Georg Wüst und Albert Defant: Atlas zur Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans, Schnitte und Karten von Temperatur, Salzgehalt und Dichte. S. 398.

— G. Böhnecke: Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans. Atlas dazu. S. 399.

Geophysikalische Berichte

S. 1—64. Heft 1.

S. 65—92. Heft 2/3.

S. 93—128. Heft 4.

S. 129—180. Heft 5/6.

S. 181—212. Heft 7/8.

Geophysikalische Berichte

Herrn Prof. Dr. Carl Dorno zum 70. Geburtstage. Meteorol. ZS. 52, 299, 1935, Nr. 8.

G. Hellmann. Die ältesten meteorologischen Beobachtungen in Wien. Meteorol. ZS. 52, 299, 1935, Nr. 8.

Fritz v. Kerner. Die ersten unreduzierten Isothermenkarten Österreichs. Meteorol. ZS. 52, 302, 1935, Nr. 8. Dede.

H. R. Scheffer. Zur Theorie des Bifilargravimeters. Phys. ZS. 36, 214, 1935, Nr. 6. (Vortrag Tag. Gauv. Thür.-Sachs.-Schles. d. D. Phys. Ges. Dresden 1935). Scheel.

Katharina Dörffel. Die physikalische Arbeitsweise des Gallenkamp-Verdunstungsmessers und seine Anwendung auf mikroklimatische Fragen. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 6, 177—222, 1935, Nr. 4. Die Wirkungsweise des Gallenkamp'schen Verdunstungsmessers (1911), sowie die Beeinflussung durch Temperatur, Wind, Feuchtigkeit und Strahlung werden im ersten Teil der Arbeit untersucht. Im zweiten Teil ist der tägliche Gang der Verdunstung in seiner Abhängigkeit von lokalen Einflüssen (Wald) und Witterungserscheinungen behandelt. Zunächst wurden die verwendeten Geräte besser wärmeisoliert. Es wird festgestellt, daß die Kapillarkraft des Fließpapiers einen hemmenden Einfluß auf das Freiwerden der Dampfmoleküle hat, so daß an der Oberfläche nicht der Sättigungsdruck herrschen kann. Die Temperaturverteilung auf der Fließpapierscheibe wurde thermoelektrisch bestimmt. Die Grenzschildicken für den Wasserdampfübergang wurden berechnet. Die von Gallenkamp selbst angegebene Beziehung zwischen Verdunstung (V in $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$) und Wind (W in $\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}$) mußte abgeändert werden. Gefunden wurden die Gleichungen 1. für Windgeschwindigkeiten über 1 bis 2 m/sec $V = 3,0 \cdot 10^{-5} \cdot 1,06 \cdot \Delta_e (1 - \alpha t) \cdot (1 + 5,36 \cdot W^{0,7}) \cdot B_m/B$ und 2. für Geschwindigkeiten unter 1 bis 2 m/sec $V = 1,06 \cdot \Delta_l (1 - \alpha t) (V_0 + 1,39 \cdot 10^{-4} \cdot W) B_m/B$. Darin ist $\alpha = 1/273$, Δ_l die Dampfdruckdifferenz aus Sättigungsdruck an der Oberfläche und Dampfdruck in der Luft, B_m/B mittlerer Luftdruck durch vorhandenen des betreffenden Ortes und V_0 die bei $W = 0$ vorhandene Verdunstung. Ferner ist festgestellt, daß Höhe der Sonne als Funktion der Albedo der Verdunstungsscheibe eine gerade Linie darstellt. Die mikroklimatischen Untersuchungen geben einen Überblick über die horizontale und vertikale Verteilung der Verdunstung in verschiedenen Waldbeständen. H. Ebert.

A. Pfeiffer. Beiträge zur Haarhygrometrie. ZS. f. Instrkde. 55, 346—347, 1935, Nr. 8. Gewisse Ergebnisse Grundmanns (s. diese Ber. 16, 620, 1935.), und zwar diejenigen der Temperaturabhängigkeit scheinen Verf. im Widerspruch zu stehen mit allen früheren Messungen. Bisher ist der Ausdehnungskoeffizient gesättigter, wie üblich entfetteter Haare gleich dem des Messings gefunden. Eine erneute Nachprüfung hat diesen Wert bestätigt. Andererseits ist gegen die von Grundmann angewandte Meßmethode nichts Grundsätzliches einzuwenden. Zur Klärung der ganzen Fragen sind weitere Versuche notwendig. H. Ebert.

W. Grundmann. Zur Entgegnung von Pfeiffer auf meine Abhandlung „Beiträge zur Haarhygrometrie“. ZS. f. Instrkde. 55, 348—349, 1935, Nr. 8. Grundmann hat den Ausdehnungskoeffizienten des Haares im Zustand völliger Trockenheit gemessen. Im übrigen ist die Art der Vorbehandlung

von großer Bedeutung; die Haltbarkeit im präparierten Zustand ist nicht allzu groß; daher der nochmalige Hinweis, daß die Haare regeneriert werden müssen.

H. Ebert.

A. Graf. Neuausführungen auf dem Gebiete der magnetischen und gravimetrischen Waagen. *ZS. f. techn. Phys.* **16**, 152—154, 1935, Nr. 5. Durch Vereinheitlichung des Aufbaus, Austauschbarkeit der Systeme, Vermeidung von Aufstellfehlern und Temperaturkompensation wurden bei magnetischen Feldwaagen weitgehende Verbesserungen erzielt. Bei einem registrierenden Gerät der Askania-Werke beträgt die Empfindlichkeit für 1 mm auf der Registrierplatte 10 min bzw. 10 γ .

Kußmann.

H. Walch. Een eenvoudige maar zeer waardevolle verbetering van de Wilsonkamer. *Natuurk. Tijdschr. Nederl. Ind.* **95**, 118—119, 1935, Nr. 2. Bericht über die von O. R. Frisch (*Naturwiss.* **10**, 166, 1935) getroffenen Maßnahmen zur Verlängerung der empfindlichen Zeit einer Wilson-Kammer.

Erwin Miehlnickel.

L. H. G. Dines. The rates of ascent and descent of free balloons, and the effects of radiation on records of temperature in the upper air. *S.-A. Meteorol. Office* **5**, 23 S., 1935, N. 7. Verf. beschäftigt sich mit der Auf- und Abstiegsgeschwindigkeit von Sondierballonen und untersucht im Zusammenhang damit den Einfluß der Sonneneinstrahlung auf die Aufzeichnung der mit dem Meteorographen in Höhen über 13 km gewonnenen Temperatur. *W. Keil.*

Julius Brinkmann. Eine neue Methode zur Messung kurzweiliger Sonnenstrahlung. *Strahlentherapie* **53**, 424—454, 1935, Nr. 3. Die Methode gestattet, die Sonnenstrahlung unterhalb 313 m μ (Erythemgebiet) im absoluten Maß zu bestimmen. Sie beruht auf der Tatsache, daß Silber im Ultraviolett bei etwa 315 m μ ein selektives Reflexionsminimum hat. Die in diesem Spektralbereich (zwischen 290 bis 335 m μ) nicht reflektierte Strahlung wird bei genügender Dicke des Silberbleches absorbiert. Das Silberblech dient dann als Strahlungsempfänger über einer Thermosäule. Die Messung in absoluten Einheiten geschieht durch Vergleich der Sonnenstrahlung mit der Wärmestrahlung des Silberbleches, wenn dieses durch einen Strom bekannter Größe geheizt wird. Geeignete Filter erlauben Messungen und Differenzbildungen der Strahlung in verschiedenen Spektralbereichen. Einzelheiten über die Messungen, wie Berücksichtigung der Durchlässigkeit der Filter, der Atmosphäre, der extraterrestrischen Energieverteilung der Sonnenstrahlung usw. müssen der ausführlichen Abhandlung selbst entnommen werden.

Nitka.

O. Hoelper. Registrierungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung. *Naturwissenschaft.* **23**, 544, 1935, Nr. 31. Der Verf. beschreibt einen Universalaktinographen, der im Observatorium Aachen verwendet wird und ähnlich gebaut ist wie der vor kurzem von Dubois beschriebene (s. diese Ber. **16**, 2113, 1935). Die direkte Sonnenstrahlung wird in drei Spektralbereichen (weiß, rot, gelb) mittels Mollscher Thermosäulen, die beständig der Sonne nachgeführt werden, gemessen, während zwei weitere Thermosäulen die auf die horizontale Fläche einfallende Strahlung von Sonne + Himmel und vom Himmel allein aufnehmen. Die Registrierung erfolgt mit einem Hartmann- und Braunschen 6 Farben-Schlagbügelgalvanometer. Die Auswertung der Registrierungen geschieht automatisch durch ein Zahlwerk, dem das Prinzip des Siemensschen Säbelzählers zugrunde liegt. Um sehr geringe und sehr starke Strahlung mit gleicher Genauigkeit registrieren zu können, wurde eine besondere Umschaltvorrichtung auf zwei verschiedenen Meßbereichen angebracht.

F. Steinhauser.

A. Schoenrock. Zur Frage über die erforderliche Genauigkeit meteorologischer Beobachtungen. Meteorol. ZS. 52, 261—263, 1935, Nr. 7. Der Verf. wirft die Frage auf, ob es allgemein zweckmäßig ist, bei meteorologischen Beobachtungen die größtmögliche Genauigkeit anzustreben, während doch durch mikroklimatologische Untersuchungen verhältnismäßig große Unterschiede auf kleinen Räumen festgestellt wurden, und empfiehlt eine internationale Verständigung über die zweckmäßige Beobachtungsgenauigkeit.

F. Steinhäuser.

Leo Schulz. Über die Vergleichbarkeit der mit den bioklimatischen UV-Dosimetern erhaltenen UV-Einheiten. Meteorol. ZS. 52, 266, 1935, Nr. 7. Der Verf. weist darauf hin, daß die einzelnen UV-Dosimeter oft große Verschiedenheiten in ihrer Empfindlichkeit zeigen und daher Vergleiche der mit solchen Instrumenten gemessenen UV-Werte nicht ohne weiteres möglich sind.

F. Steinhäuser.

J. Goldberg. Intermittierende Bewölkung und Sonnenscheinregistrierung. Meteorol. ZS. 52, 266—267, 1935, Nr. 7. Der Verf. weist darauf hin, daß zur Charakterisierung der intermittierenden Bewölkung nicht die Angabe der Summen der Sonnenscheindauer allein genügt, sondern daß hierzu noch notwendig ist, anzugeben, auf wieviel Stunden sich die Sonnenscheindauer verteilt. Er empfiehlt die Angabe der Zahl von Stunden, in denen mindestens 0,1 Stunde Sonnenschein registriert wurde. Erst dadurch kann beurteilt werden, ob die Sonnenscheinzeit durch Bewölkung unterbrochen war oder nicht. *F. Steinhäuser.*

P. Gruner. Die graphische Bestimmung des Azimuts der Sonne nach dem Schütteschen Verfahren. Meteorol. ZS. 52, 306, 1935, Nr. 8. Schüttes Diagramme zur Bestimmung der Sonnenhöhe können auch zur Bestimmung des Azimuts der Sonne verwendet werden, wenn man die Sonnenhöhe h mit der Deklination vertauscht und den zu dieser vertauschten Höhe gehörigen Stundenwinkel abliest, der dann das Azimut im Zeitmaß angibt. *F. Steinhäuser.*

O. Meisser. Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern. ZS. f. Geophys. 11, 221—234, 1935, Nr. 4/5. Für Vertikal-seismometer und auf elastischen Prinzipien beruhende statische Schweremesser werden die Beziehungen zwischen Eigenperiode und Empfindlichkeit abgeleitet. Bei den Schweremessern ist es günstig, wenn der Ausschlag bis zu einem gewissen Schwellenwert der Belastung konstant ist und erst im eigentlichen Meßbereich sich mit der Belastung ändert. Dies läßt sich bei astasierten Federwaagen mit vorgespannten Federn und bei auf elastische Knickung beanspruchten schlanken Stäben erreichen. Durch geeignete Materialauswahl kann der Temperatureinfluß ausreichend beseitigt werden. Hierzu ist die Kenntnis der thermoelastischen Konstanten notwendig. Nach einer Übersicht über die Bestimmungsmethoden werden sie für einige Metalle und Legierungen angegeben. *K. Jung.*

Karl Jung. Einige Zahlen über Normalschwere und Abplattung. ZS. f. Geophys. 11, 188—192, 1935, Nr. 4/5. Aus den in Freiluftwerte umgerechneten Werten des Ackerlischen Schwereverzeichnisses erhält man durch Ausgleichung der Seitenmitttelwerte Schwereformeln, die der Abplattung 1:293 entsprechen. Das Ergebnis ist von der ungünstigen Verteilung der Schwerestationen auf der Erde stark beeinflusst. Die Abplattung der Erde ist nicht so genau bekannt, wie im allgemeinen angenommen wird. Sie dürfte etwa 1:295 betragen, wobei der Nenner um einige Einheiten unsicher sein kann. *K. Jung.*

E. Tams. Die neuen Schweremessungen auf dem Meere und ihre Deutung (Schwere-Expeditionen 1923 bis 1932). Nach F. A.

Vening Meinesz, J. H. F. Umbgrove und Ph. H. Kuenen. ZS. f. Geophys. 11, 235—246, 1935, Nr. 4/5. Eine ausführliche Besprechung der zusammenfassenden Veröffentlichungen über die von Vening Meinesz im Unterseeboot ausgeführten Pendelmessungen und deren Deutung (Gravity Expeditions at Sea 1923—1930. Vol. I. The Expeditions, the Computations and the Results. — Vol. II. Report of the Gravity Expeditions in the Atlantic of 1932 and the Interpretation of the Results. Netherlands Geodetic Comm., Delft 1932 und 1934.). *K. Jung.*

N. Malkin. Über die Bestimmung der Figur der Erde. Gerlands Beitr. 45, 133—147, 1935, Nr. 1/2. Ausgehend von einem Theorem von Chasles leitet der Verf. eine Integralgleichung zur Bestimmung der Figur des Geoids aus Schwerebeobachtungen ohne Kondensation der äußeren Massen unter die Oberfläche ab, die für jede Referenzfläche gültig ist. Wenn die Referenzfläche eine Kugel ist, kann die Gleichung leicht gelöst werden und sie ergibt, wenn die äußeren Massen fehlen, die Formel von Stokes. Für ein dreiaxsiges Ellipsoid hat die Lösung die Form von Laméschen Funktionen mit variablen Koeffizienten.

F. Steinhauser.

I. Suganuma and K. Kitaoka. On the presence of inert gases in some mineral spring gases in Japan. Bull. Chem. Soc. Japan 10, 289—296, 1935, Nr. 7. Bei einer Reihe japanischer Mineralquellen werden die Quellgase auf ihren Gehalt an Edelgasen mit Hilfe spektroskopischer Methoden, die beschrieben werden, untersucht. Es wird angenommen, daß die Edelgase nicht radioaktiven Vorgängen sondern der in der Tiefe der Erde vorhandenen Luft entstammen, wobei Sauerstoff und Stickstoff im Laufe sehr großer Zeiträume infolge ihrer größeren chemischen Aktivität gebunden wurden. Wenn dann Quellgase in größeren Mengen dem Boden entströmen, werden die restlichen Edelgase mit heraufgebracht.

Dede.

H. v. Ficker. Zur Eiszeittheorie von C. G. Simpson. Meteorol. ZS. 52, 259, 1935, Nr. 7. Auch E. Zinner betrachtet die Sonne als veränderlichen Stern; abweichend von Simpson nimmt er an, daß das Aufleuchten der Sonne plötzlich erfolgt und zu einer Vergrößerung der Solarkonstante bis $8.6 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$ führen kann, wodurch die während der Eiszeit angehäuften Eismassen geschmolzen wurden. Die starke Strahlungszunahme bewirkt eine so bedeutende Vermehrung der Bewölkung, daß dadurch die aus der großen Wärmezunahme resultierende Gefahr für alles irdische Leben abgewendet werden kann. Der Rückgang der Helligkeit der Sonne auf ihren ursprünglichen Wert kann schon nach wenigen Jahren erfolgen.

F. Steinhauser.

W. Wundt. Die Klimate der Spät- und Nacheiszeit. Meteorol. ZS. 52, 273—277, 1935, Nr. 8. Während durch die Strahlungskurve von Milankovitch mit ihrer Periode vom Minimum um 23 000 v. Chr. bis zur Gegenwart die Gliederung der Eiszeit als Ganzes mit den astronomischen Daten in Einklang gebracht wurde, fehlte noch eine Erklärung der Einzelheiten wie der Rückzugsstadien, der Wärmezeiten im Postglazial und der trockenen Grenztorfperioden. Diese sucht der Verf. darin, daß er den Verlauf der Strahlungsperiode in Parallele zum meteorologischen Jahresablauf stellt. Wie im Jahresablauf durch das Zurückbleiben der Meere in der Erwärmung und Abkühlung typische Störungen (Monuneinbruch im Juni u. dgl.) auftreten, so wurden in ähnlicher Weise auch im Verlauf der Strahlungsperiode die Meere und die Eisflächen durch eine ihrer Entwicklung entsprechende Gestaltung und Verlagerung von Hoch- und Tiefdruckgebieten in dem Sinne wirksam, daß dadurch Rückfälle im allgemeinen Klimablauf zustande kamen. Dabei kommt eine entscheidende Rolle den kühlen Sommern und der wechselnden Lage des Perihel im Jahre zu.

F. Steinhauser.

G. Angenheister. Ausbreitung von Maschinenschwingungen im Untergrund. Verh. D. Phys. Ges. (3) 16, 33—34, 1935, Nr. 2. Inhaltsangabe eines Vortrages. Mit einer Schwingungsmaschine wurden dem Erdboden Sinusschwingungen von verschiedener Periode aufgezungen. In Dispersionserscheinungen, Interferenzen und Schwebungen kommt die Schichtung des Untergrundes zum Ausdruck.

K. Jung.

Harold Jeffreys. The surface waves of earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 253—261, 1935, Nr. 7. Es werden Näherungsmethoden entwickelt, nach denen die Beziehungen zwischen Geschwindigkeit und Periode von Oberflächenwellen unter verschiedenen Annahmen über die Verteilung der elastischen Eigenschaften im fortpflanzenden Medium berechnet werden können. Als Beispiel wird die Untersuchung der Love-Wellen in geschichtetem Medium mit nicht homogener Grundsicht angedeutet, die Berechnung der Dispersionskurve der Rayleigh-Wellen bei homogener Deck- und Grundsicht wird durchgeführt. Durch Vergleich mit beobachteten Werten kann die Dicke der Deckschicht bestimmt werden. Für Europa—Asien erhält man etwa 25 km.

K. Jung.

Harold Jeffreys. On the ellipticity correction in seismology. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 271—274, 1935, Nr. 7. Der Einfluß der Abplattung der Erde auf die Laufzeit von Erdbebenwellen kann als Summe von zwei Gliedern dargestellt werden. Das erste Glied berücksichtigt den Unterschied zwischen dem Radiusvektor der wirklichen Erde und dem der Erdkugel, das zweite Glied gibt den Einfluß der entsprechenden Unterschiede der Dichteverteilung. Bei kleineren Herdentfernungen heben sich diese Wirkungen zum großen Teil auf, und es ist zulässig, von einer Korrektur der Laufzeiten abzusehen. Bei großen Herdentfernungen, wenn die Erdbebenwellen den Erdkern durchlaufen haben, können sich die beiden Glieder summieren.

K. Jung.

R. Stoneley. On the apparent velocities of earthquake waves over the surface of the earth. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 262—271, 1935, Nr. 7. Aus den von W. Rohrbach angegebenen Beziehungen zwischen Wellenlänge und Gruppengeschwindigkeit von Oberflächenwellen (ZS. f. Geophys. 8, 113, 1932) werden die Wellengeschwindigkeiten berechnet und in Abhängigkeit von der Periode dargestellt. Bei Love-Wellen mit Perioden von mehr als 30 sec, die Europa—Asien durchlaufen haben, stimmen die Ergebnisse mit der Annahme überein, daß unter einer 15 km dicken Deckschicht aus Granit eine 30 km dicke Zwischenschicht aus Tachylith und darunter eine sehr dicke Dunitischicht liegen. Love-Wellen mit Perioden von mehr als 16 sec, die den Pazifik durchlaufen haben, sind in Übereinstimmung mit der Annahme nur einer Deckschicht von etwa 10 km Dicke, deren Material dem der kontinentalen Deckschicht oder Zwischenschicht ähnlich ist. Wie abschätzende Berechnungen über die Brechung an Kontinenträndern zeigen, kann deren Einfluß auf die Laufzeiten nur etwa 1 % betragen.

K. Jung.

Gakurō Imamura. Classification of Crustal Movements. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 80—84, 1935, Nr. 1. Beispiele epiogener, isostatischer und orogener Erdkrustenbewegungen werden nach quantitativen Merkmalen geordnet.

K. Jung.

Naomi Miyabe. A study of Landslides. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 85—113, 1935, Nr. 1. Nach einer Besprechung der geographischen Verteilung neuerzeitlicher Erdbeben in Japan werden ihre Ursachen untersucht. Erdbeben entstehen, wenn Reibung und Kohäsion der obersten Erdschichten vermindert werden. Erdbebenbewegungen können die Reibung auf der Gleitfläche herabsetzen. Ein-

dringende Regen- und Schmelzwasser üben Kräfte aus, die zur Zerklüftung und Lockerung des Erdbodens und der Felsen führen. Daß lang andauernde Erdkrustenbewegungen auch als Ursache von Erdbeben auftreten können, ist möglich, aber noch nicht erwiesen. Zur Bekämpfung der Erdbeben können Stützmauern und Entwässerungsgräben angelegt werden. Die Errichtung ausreichend fester Mauern bietet technische Schwierigkeiten; Entwässerungsgräben sind oft unwirksam, da sie vielfach bereits zu Beginn des Rutsches zerstört werden.

K. Jung.

Takeshi Minakami. Distribution des mouvements initiaux d'un séisme dont le foyer se trouve dans la couche superficielle et détermination de l'épaisseur de cette couche. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 114—129, 1935, Nr.1. Die Beziehungen zwischen dem Vorgang im Herd und der Richtung des ersten Bebenstoßes werden erheblich von der etwa 40 km tief liegenden Grenzfläche beeinflusst. Herdtiefe und Tiefe der Grenzfläche werden für einige japanische Beben mit oberflächennahem Herd aus Richtung und Stärke des ersten Bebenstoßes bestimmt.

K. Jung.

Mishio Ishimoto. La diffusion des secousses sismiques dans la couche superficielle du terrain. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 130—136, 1935, Nr.1. Beim Eintreffen von Erdbebenstößen an der Erdoberfläche werden Schwingungen der obersten Erdschicht erregt. Die Ausbreitung ihrer Energie hat große Ähnlichkeit mit Erscheinungen der Diffusion und Wärmeleitung und läßt sich auf ähnliche Weise mathematisch beschreiben. Die Grundlage einer solchen Theorie wird angedeutet.

K. Jung.

Takahiro Hagiwara. A Comparison of the Displacement, the Velocity, and the Acceleration Seismograms. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 138—145, 1935, Nr.1. Gleichzeitige Registrierungen je eines bewegungsaufzeichnenden, geschwindigkeitsaufzeichnenden und beschleunigungsaufzeichnenden Seismographen wurde bearbeitet. Aus den Aufzeichnungen der Bewegung wurde die Geschwindigkeit, aus den Aufzeichnungen der Geschwindigkeit die Bewegung und die Beschleunigung, aus den Aufzeichnungen der Beschleunigung die Geschwindigkeit abgeleitet. Die Ergebnisse stimmen gut miteinander überein.

K. Jung.

Fuyuhiko Kishinouye. Microseisms of Four Seconds Period observed with Horizontal Seismographs. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 146—154, 1935, Nr.1. Die ziemlich regelmäßige mikroseismische Bodenbewegung mit Perioden von etwa 4 sec wird durch harmonische Analyse einer 56,3 sec langen Aufzeichnung aus Hongō (Tokio) untersucht. Das Perioden-Amplituden-Diagramm zeigt ein ausgesprochenes Maximum bei Perioden von 3,76, 4,02, 4,33 sec und stimmt gut mit dem auf übliche Weise durch Ausmessen der Perioden erhaltenen Häufigkeitsdiagramm überein. Die Schwingungen lassen sich als freie Schwingungen des Untergrundes deuten, die Beobachtungen lassen auf ein Dämpfungsverhältnis zwischen 1,1 und 1,2 schließen, dem eine Relaxationszeit von 48,3 bis 23,3 sec entspricht. Bei gleichzeitiger Aufnahme auf mehreren Stationen, die einige hundert Meter voneinander entfernt sind, können die Aufzeichnungen in Einzelheiten miteinander verglichen werden.

K. Jung.

Win Inouye and Hayabusa Kimura. Experiments on Artificial Earthquakes. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 194—197, 1935, Nr.1. Ein Gewicht von 15 kg ließ man aus einer Höhe von 70 cm auf den flachen Erdboden und in 30, 50, 75, 100 cm tiefe Gruben fallen. Zur Untersuchung der Erdschütterung in unmittelbarer Herdnähe wurden zwölfmal vergrößernde Seismographen in den Entfernungen 50, 100, 150, 200 und 250 cm aufgestellt. Beim Fall auf die flache Erde war die erste Bewegung nach außen gerichtet, beim Fall in die tieferen Gruben in Herdnähe nach

innen, bei den entfernteren Apparaten nach außen. Kurze theoretische Betrachtungen führen auf einen Zusammenhang dieser Erscheinung mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die dicht an der Erdoberfläche stärker mit der Tiefe wächst als weiter unten.

K. Jung.

Kumizi Iida. Experiments on the Viscoelastic Properties of Pitch-like Materials. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 198—211, 1935, Nr. 1; Part II, ebenda S. 433—455, Nr. 2. Es werden Proben von Paraffin, Pech und Sandstein auf ihre Starrheits- und Zähigkeitseigenschaften untersucht. In einigen Fällen werden auch Vergleichsversuche mit Wasserglas und Mischungen von Wasserglas und Gummi angestellt. Bei niedrigen Temperaturen werden zylindrische Probekörper am oberen Ende eingespannt und an ihrem unteren Ende von einem meßbaren Drehmoment verdrillt. Bei höheren Temperaturen werden die zähflüssigen Substanzen in den Raum zwischen einem feststehenden äußeren und einem drehbaren inneren Zylinder gebracht. Die Apparate und die Ergebnisse werden eingehend beschrieben. Bei statischen Versuchen wird das Drehmoment längere Zeit konstant gehalten. Hier nehmen Starrheitsmodul und Zähigkeit mit wachsender Temperatur ab, die Starrheit verschwindet bei der Schmelztemperatur. Dynamische Versuche mit nur kurzzeitig wirkendem Drehmoment führen auf größere Starrheiten, der Starrheitsmodul ist von der Größe des Drehmoments abhängig. Versuche mit sinusförmig veränderlichem Drehmoment lassen elastische Nachwirkung und Hysteresis deutlich erkennen. Mit wachsender Periode nimmt die Starrheit ab, die Zähigkeit zu. Das ausgesprochen dualistische, elastische und zähe, Verhalten der untersuchten Substanzen läßt sich dadurch erklären, daß ihr Aufbau entweder einem Schwamm gleicht, wobei ein elastisches Skelett zähflüssige Füllung enthält, oder daß eine zähe Flüssigkeit elastische Teilchen mit sich führt. Wenn das Material der Erdkruste sich ähnlich verhält, lassen sich Gebirgsbildung, dauernde Verlagerungen der Erdkruste und Fortpflanzung der Erdbebenwellen von einem einheitlichen Gesichtspunkt aus erklären.

K. Jung.

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Discontinuity in the Dispersion Curves of Rayleigh Waves. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 237—243, 1935, Nr. 2. Wie theoretische Untersuchungen gezeigt haben, gibt es bei geschichtetem Medium zwei Dispersionskurven der Rayleigh-Wellen, wenn die Starrheit der unteren Schicht größer ist als die der oberen. Die Kurven verlaufen im allgemeinen getrennt. Mit wachsendem Verhältnis Starrheit oben zu Starrheit unten nähern sie sich einander, bis bei unendlich großer Starrheit der unteren Schicht die am stärksten gekrümmten Stellen der Kurven zusammenfallen und den Schnittpunkt zweier durchgehender Kurven bilden. An den stark gekrümmten Stellen der Dispersionskurven ändert sich der Typus der Bodenbewegung. Hierüber werden an Hand zahlreicher Beispiele nähere Angaben gemacht.

K. Jung.

Katsutada Sezawa. Rayleigh- and Love-waves transmitted through the Pacific Ocean and the Continents. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 245—249, 1935, Nr. 2. Aus der Dispersion der Oberflächenwellen wird folgendes über die Schichtung der Erdkruste abgeleitet:

Gebiet	Schicht	Mächtigkeit km	Material	Dichte	$v_{\text{transv.}}$ km/sec
Eurasien	obere	12	Granit	2,7	3,1
	mittlere	28	Gabbro	3,1	3,7
	untere	—	ultrabasisch	3,5	4,5
Pazifik	obere	7	Basalt	3,0	3,2
	mittlere	30	Dunit	3,0—3,5	4,5
	untere	—	ultrabasisch	3,5	4,5

K. Jung.

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Decay Constants of Seismic Vibrations of a Surface Layer. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 251—262, 1935, Nr. 2. Es werden die Schwingungen einer Deckschicht untersucht, die periodische oder stoßartige Bewegungen im unteren Medium erregen. Bei ankommenden Stößen führt die Deckschicht gedämpfte Schwingungen aus. Je mehr die elastischen Eigenschaften von Deckschicht und unterem Medium voneinander abweichen, um so geringer ist die Dämpfung. Amplituden und Schwingungsverlauf an der freien Oberfläche und der Grenzfläche werden für verschiedene Verhältnisse der Elastizitätskonstanten berechnet und in übersichtlichen Kurven dargestellt. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Decay in the Seismic Vibrations of a Structure by Dissipation of their Energy into the Ground. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 174—176, 1935, Nr. 5. Die Ergebnisse theoretischer Untersuchungen über die von Erdbeben hervorgerufenen Schwingungen mehrstöckiger Gebäude mit starren und nachgiebigen Decken werden mitgeteilt. *K. Jung.*

J. Lacoste et C. Bois. Remarques au sujet du premier mouvement du sol lors des tremblements de terre intéressant quelques régions européennes. C. R. 200, 2106—2108, 1935, Nr. 25. Aus Seismogrammen kann häufig abgelesen werden, ob die erste Bewegung eine Kompressions- oder Dilatationswelle ist. Im ersten Fall sind die Erdmassen im Herd zusammengesunken, im anderen Fall haben sie sich gehoben. Es wird angegeben, welcher dieser Vorgänge in einigen europäischen Herdgebieten vorzugsweise vorkommt. *K. Jung.*

G. Kirsch. Anwendungen der Strömungslehre auf das Erdinnere. Verh. D. Phys. Ges. (3) 16, 26, 1935, Nr. 2. Kurze Inhaltsangabe eines Vortrages. Mit Heranziehung von Ergebnissen der Strömungs- und Wärmeübergangslehre gelingt es, die seismischen Ergebnisse über die Fortleitung der Transversalwellen mit geologischen Erfahrungen in Einklang zu bringen und quantitativ vernünftige Beträge für erdkrustenbewegende Kräfte zu finden. Einzelheiten werden nicht mitgeteilt. *K. Jung.*

Gerhard Kirsch. Zähigkeit und Schmelzkurve. Wiener Anz. 1935, S. 95—96, Nr. 12. Die bisher vielfach geltende Ansicht, daß das Innere der Erde entsprechend den dort herrschenden hohen Drucken von einer sehr zähen Masse erfüllt sein müsse, prüft der Verf. auf Grund der vorliegenden Beobachtungen über die Zähigkeit bei hohen Drucken. Er kommt zu dem Schluß, daß wahrscheinlich die Schmelzkurve eines Stoffes eine Kurve konstanter Zähigkeit ist, so daß also die Änderung der Zähigkeit längs der Schmelzkurve auch bei sehr hohen Drucken nicht sehr groß sein dürfte. *Erk.*

N. A. Haskell. The Motion of a Viscous Fluid Under a Surface Load. Physics 6, 265—269, 1935, Nr. 8. Zur Untersuchung geologischer Fragen wird ein mathematischer Ansatz entwickelt für die Bewegung einer sehr zähen Flüssigkeit, auf deren Oberfläche ein symmetrischer Druck einwirkt und dann wieder verschwindet. Auf das Beispiel der plastischen Erderhebung nach Verschwinden der pleistozänen Eisscholle angewendet, ergibt sich eine kinematische Zähigkeit der Erdkruste von etwa $3 \cdot 10^{21}$ Stok. *Erk.*

M. Toperczer. Zur Methodik magnetischer Landesaufnahmen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 184—188, 1935, Nr. 1/2. Zur Erhöhung der Genauigkeit der magnetischen Landesaufnahmen schlägt der Verf. vor, neben der Festlegung der absoluten Werte an den Feldpunkten noch mit den Lokalvariomern die Differenzen der Intensitätswerte zwischen den einzelnen Stationen zu ermitteln. Während diese Methode nur auf *H* und *Z* anwendbar ist, können Fehler

der D-Messung durch Verwendung des Satzes der Potentialtheorie, daß bei Fehlen elektrischer Vertikalströme der Wert des Linienintegrals von H , über eine geschlossene Kurve erstreckt, gleich Null wird, entdeckt werden, wenn die auf Grund der Variometervergleiche ausgeglichenen H -Werte verwendet werden.

F. Steinhäuser.

G. Meyer. Erdmagnetische Untersuchungen im Hegau. Ber. d. natürl. Ges. Freiburg **34**, 359—397, 1935, Nr. 2.

P. W. Glover. Magnetic secular-variation at Apia, Samoa, 1905—1929. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. **40**, 61—70, 1935, Nr. 1. *Dede.*

J. G. Koenigsberger. Residual magnetism and the measurement of geologic time. S.-A. Rep. XVI. Intern. Geol. Congress Washington 1933. 7 S., 1935. Aus der Messung des remanenten Magnetismus prähistorischer Ziegelsteine und Tongefäße läßt sich die Inklination, die zur Herstellungszeit herrschte, nachträglich ermitteln. Derartige Untersuchungen wurden in Deutschland, in der Schweiz und in Italien ausgeführt, die jedoch für die Zeit vor Christi Geburt systematische Abweichungen bis zu etwa 50° ergeben. Die gleiche Methode wird durch Anwendung auf Gesteine auch für weiter zurückliegende Zeiten benutzt. So sind an jungtertiären Eruptivgesteinen in der Auvergne nördlich gerichtete Inklinationswerte von 70 bis 80° , für tiefer gelegene Basalte 59° gefunden worden. Für noch ältere Gesteine ergaben sich hier sogar südwestliche Inklinationsrichtungen. Weitere Untersuchungen dieser Art wurden in Deutschland, Island, Spitzbergen, Australien und in Japan angestellt, wo an alten Gesteinen sehr verschiedene Richtungen gefunden worden sind. Für eine einwandfreie Beurteilung ist daher große Vorsicht unter genauer Berücksichtigung der Begleitumstände geboten. Gute Ergebnisse lieferten Proben, die den verschiedenen erstarrten Lavaausflüssen des vergangenen Jahrtausends am Ätna entnommen wurden. Für die Inklination und Deklination konnte ein langperiodischer Kurvenverlauf ermittelt werden, der in der jüngsten Zeit mit den direkt bestimmten Werten gut übereinstimmt.

Schmerwitz.

A. Dauvillier. Etude du champ électrique terrestre, de l'ionisation atmosphérique et du courant vertical au Scoresby Sund, pendant l'Année Polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) **6**, 103 S—104 S, 1935, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 376.] Von den drei grundlegenden Problemen der atmosphärischen Elektrizität: Die Ursache der Luftionisation, die Aufrechterhaltung des Vertikalstromes und die Vorgänge bei der Blitzentladung, erscheint dem Verf. nur das erste als gelöst. Die Ionisation entsteht nur durch Strahlung kosmischen Ursprungs. Auf Grund der neuesten Messungen während des Polarjahres wurden die Ergebnisse früherer Untersuchungen, die einen Einfluß des Polarlichtes zeigten, unter verbesserten Versuchsbedingungen nicht bestätigt.

Schmerwitz.

K. O. Kiepenheuer. Bemerkungen zur Birkeland-Störmerschen Theorie des Polarlichtes. ZS. f. Astrophys. **10**, 279—284, 1935, Nr. 4. Bei genügend kleinen Dichten läßt sich die Bewegung einer mikroskopisch neutralen aus Ionen und Elektronen bestehenden Korpuskularstrahlung im Erdfelde durch die Störmerschen Gleichungen beschreiben. Bei Annahme plausibler Strahlggeschwindigkeiten und Voraussetzung von α -Teilchen als Strahlionen erhält man Übereinstimmung mit der Beobachtung.

Brüche.

C. Bourgonnier. Étude du champ magnétique produit en présence du sol par un conducteur parcouru par un courant alternatif. Rev. gén. Electr. **36**, 643—654, 1934, Nr. 19. Die Arbeit enthält zunächst

eine allgemeine Ableitung der Formeln für das magnetische Feld eines beliebig geformten Leiters unter Berücksichtigung der Wirbelströme im Erdreich; dabei wird die Operatorenrechnung benutzt. Weiter wird eine Ersatzschaltung angegeben, die im allgemeinen Falle dadurch gekennzeichnet ist, daß das Erdreich durch fingierte Leiter ersetzt wird, die vom Spiegelbild des wirklichen Leiters einen imaginären Abstand haben. Für einfache Anordnungen — geradliniger Primärleiter — kommt man auf eine reelle Ersatzschaltung. Die praktischen Ergebnisse, wie sie bei der Berechnung der Gegeninduktivität verwendet werden können, stimmen überein mit den Arbeiten von Carson und Pollaczek. (Aus Zeitschriftenschau des Reichspostzentralamts. Ref.: Klewe.) *Scheel.*

Lord Rayleigh and H. Spencer Jones. *The Light of the Night-Sky. Analysis of the Intensity Variations at Three Stations.* Proc. Roy. Soc. London (A) **151**, 22—55, 1935, Nr. 872. Die Beobachtungen des Nachthimmelleuchtens in Terling (1923 bis 1934), in Canberra (Australien, 1925 bis 1934) und am Kap (1925 bis 1933) in den drei Spektralbereichen, rot, grün (in der Nähe der grünen Nordlichtlinie) und blau wurden analysiert. Bei allen drei Beobachtungsstationen treten periodische Schwankungen der Intensität ein, mit Perioden von zwölf und sechs Monaten. Die zweite Periode ist an allen drei Orten gleich, die erste am stärksten in Terling und am schwächsten am Kap. Die jährliche Periode hängt von der magnetischen und der geographischen Breite ab und verschwindet wahrscheinlich am Äquator. Die Größe der Intensitätsschwankungen hängt außerdem noch von dem Spektralbereich ab, sie ist am kleinsten im blauen Teil des Spektrums. Neben diesen regelmäßigen Perioden treten ebenfalls noch unregelmäßige Schwankungen auf. Es scheint ein Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckenhäufigkeit und den Schwankungen im Blau und im Rot zu bestehen. Es gelang nicht, einen sicheren Zusammenhang zwischen magnetischen Störungen und Intensität des Nachthimmelleuchtens aufzufinden, obgleich diese beiden Erscheinungen manchmal parallel verliefen.

Frerichs.

V. G. Fesenkov (Fessenkoff). *Analyse photométrique de la luminosité du ciel nocturne.* C. R. Moskau (N. S.) **3**, 25—28, 1935, Nr. 1. In einer theoretischen Analyse bestimmt der Verf. die Anteile des Nachthimmelleuchtens, die auf Nordlicht, Zodiakallicht und Sternlicht fallen. Nach diesen Berechnungen werden Messungen des Nachthimmelleuchtens im Oktober 1934 in der Nähe des Himmelpols, die in Kitab gemacht wurden, in ihre Komponenten zerlegt. Die Anteile betragen 3,0, 0,36 und 0,4 für Nordlicht, Zodiakallicht und Sternlicht. Als Einheit dient dabei die Zahl der Sterne fünfter Größe/Quadratgrad der Himmelsfläche.

Frerichs.

G. Aliverti e G. Rosa. *Sull'ancoraggio dell'emanazione di radio a nuclei.* Atti die Torino **70**, 266—271, 1935, Nr. 1. Die Verff. diskutieren die Fehlerquellen der von Aliverti angegebenen Methode zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Luft. Die Verwendung dieser Methode wurde von Israel mit der Begründung vorgeschlagen, daß bei ihr die Fehler durch Anlagerung der Emanation durch eine Abnahme der Wirksamkeit der von der angelagerten Emanation emittierten α -Teilchen kompensiert werden können. Auf Grund ihrer Messungen der Abnahme der Aktivität machen es die Verff. wahrscheinlich, daß der Anlagerungseffekt bei der Ra-Emanation in Luft nicht auftritt. Abweichungen von der theoretisch erwarteten Kurve, die bei einzelnen Messungen auftreten, können durch den Gehalt an Thoremanation erklärt werden.

Schön.

Heinrich Mache und Georg Markstein. Über die Abgabe von Emanation an fließendes Wasser aus radiumhaltigem Gestein. Wiener

Anz. 1935, S. 185, Nr. 18. Im Jahre 1910 wurde von H. Mache die Ansicht ausgesprochen, daß bei dem geringen Okklusionsvermögen der Gesteine für indifferente Gase die aus der Einheit der Gesteinsoberfläche in der Zeiteinheit in das Quellwasser eintretende Emanationsmenge von der im Wasser vorhandenen Emanationskonzentration ganz unabhängig sein muß. Aber auch die Temperatur wird dann, soweit die Löslichkeit der Radiumemanation im Wasser in Frage kommt, keine Rolle spielen können. Ist ein Temperatureinfluß vorhanden, so kann er nur in einer Erleichterung des Austrittes der Emanation infolge der Ausdehnung des Gesteins und seiner Poren bestehen. — Die Richtigkeit dieser Auffassung wurde an einer „künstlichen radioaktiven Quelle“ geprüft, die im wesentlichen aus einem mit Pecherzkörnern gefüllten Glasrohr von etwa 1 m Länge bestand, welches von Wasser mit konstanter Strömungsgeschwindigkeit durchflossen wurde und mit dem Ende in eine Schale tauchte, aus der mittels einer Pipette die Proben zur Bestimmung der Emanationskonzentration entnommen werden konnten. Durch Änderung der Strömungsgeschwindigkeit, der Korngröße und der Temperatur wurden Versuchsergebnisse erzielt, die sich mit der oben entwickelten Anschauung ganz im Einklang befinden.

K. W. F. Kohlransch.

Joseph G. Brown. An Analysis of the Diurnal Variation of the Earth's Potential Gradient. Phys. Rev. (2) 47, 259, 1935, Nr. 3. (Kurzer Sitzungsbericht.) Besonders unter Zuhilfenahme von Schiffsbeobachtungen und solchen aus dem Polargebiet wird der tägliche Gang des Potentialgefälles untersucht. Es ergeben sich zwei Anteile, einer, der bei fast allen Stationen gleich ist und in Zusammenhang mit der Ionosphäre steht, und ein zweiter, der örtlich recht verschieden ist und vor allem durch orographische und meteorologische Verhältnisse bedingt ist.

Fritz Hänsch.

W. Zimmerschied. Über Adsorption atmosphärischer Ionen an Aktivkohle. Kolloid-ZS. 72, 135—151, 1935, Nr. 2. Im ersten Teil der Arbeit werden die Zahlen und Beweglichkeitsspektren der von einer brennenden Stearin- bzw. Paraffinkerze, einer Petroleumlampe und einer Gasflamme (Bunsenbrenner) erzeugten Ionen in Abhängigkeit von ihrer Alterung in zwei verschieden großen Ionisationsräumen (0,7 und 126 m³ Inhalt) untersucht. Die Kerzenflammen-Ionen verteilen sich — bei nicht zu langer Alterung (kleiner Ionisationsraum) — im allgemeinen über das ganze Beweglichkeitsspektrum von den kleinen Mittel- bis zu den Ultraschwer-Ionen; im Spektrum der Petroleumlampe und der Gasflamme sind dagegen fast ausschließlich große Mittel- und Langevin-Ionen vorhanden. Zahlenmäßig ist die Ionenproduktion unter sonst gleichen Versuchsbedingungen bei der Gasflamme weitaus am höchsten. — Im zweiten Teil wird die Ionenadsorption an drei verschiedenen Sorten Aktivkohle für jeweils drei Korngrößen untersucht. Die Adsorption ist, wie zu erwarten, der Ionendichte proportional. Die Tatsache, daß der Adsorptionskoeffizient mit abnehmender Korngröße zunimmt und daß er für die verschiedenen Kohlesorten trotz wesentlich verschiedener Adsorptionseigenschaften derselben („Methylenblau-Probe“) nur geringe Verschiedenheit zeigt, deutet darauf hin, daß die Ionen nur an der äußeren Oberfläche der Kohlekörner und nicht in deren feinen Poren adsorbiert werden („Filterwirkung“). Rückschlüsse auf die Struktur der Ionen sind nicht möglich.

H. Israël-Köhler.

Walter Kosmath und Otto Gerke. Das radioaktive Klima und das radioaktive Milieu von Badgastein, seine bioklimatische und balneologische Bedeutung. S.-A. Wiener Ber. 144, [2a], 339—355, 1935, Nr. 5/6; auch Wiener Anz. 1935, S. 140—141, Nr. 15. Als Vergleichseinheit für die klimatischen radioaktiven Messungen in Badgastein wird der „normale mittlere RaEm-Gehalt der Freiluft“: $1,3 \cdot 10^{-10}$ Curie/cm³ zugrunde gelegt und als neue

balneologische Einheit mit „1 Aer“ bezeichnet. Unter Vernachlässigung der hohen Freiluftwerte in der Umgebung des Hauptquellenstollens ergibt sich ein für Badgastein maßgeblicher Mittelwert von rund 9 Aer. Der Em-Gehalt in den Räumen von Kurhäusern mit Thermalbädern ist rund siebenmal höher als in solchen ohne eigene Badeanlagen. Die Zahlen 9 bzw. 7 werden als Charakterzahlen für das radioaktive „Klima“ bzw. „Milieu“ von Badgastein bezeichnet. Der Em-Gehalt in den Badekabinen variiert je nach der Einlaßart des Bades zwischen 1200 und 4000 Aer (0,56 und 1,85 M.-E.). In den Quellstollen herrschen Konzentrationen von 9200 Aer (3,3 M.-E.). Das Trinkwasser enthält 4 M.-E., die Gasteiner Ache vor bzw. nach dem Wasserfall 0,33 bzw. 0,28 M.-E. Der mittlere Em-Gehalt der Bodenluft sowie die mittlere Exhalation weisen keine Besonderheiten auf. — Die Ergebnisse werden bioklimatisch und balneologisch bewertet (Em-Gesamtangebot an den Organismus); dem radioaktiven Milieu von Badgastein wird eine balneologische Bedeutung zuerkannt.

H. Israël-Köhler.

B. Romeis, J. Wüst und J. Wimmer. Untersuchungen zum angeblichen photographischen Nachweis der Erdstrahlen nach Dr. Dobler. Strahlentherapie 54, 114—137, 1935, Nr. 1. Verff. prüfen die Ergebnisse Doblers nach, der auf photographischem Wege den Nachweis von Erdstrahlen erbracht zu haben glaubt. Dieser Nachweis beruht darauf, daß eine photographische Platte, auf deren Schichtseite ein an den Rändern blankgeschabter Aluminiumstreifen aufgelegt wird, lichtdicht in schwarzes Papier eingeschlagen und mit der Emulsion nach unten dem Einfluß der Erdstrahlen ausgesetzt wird. An den Rändern der Al-Platte trat eine Schwärzung auf, die auf Erdstrahlung zurückgeführt wurde. Verff. zeigen, daß die Schwärzung auf Feuchtigkeit beruht. Auch die übrigen Schlüsse Doblers bezüglich Wellenlänge, Entstehung der Erdstrahlung u. a. lassen sich von den Verff. leicht widerlegen.

Nitka.

Mme Odette Thellier. Noyaux de condensation et particules en suspension dans l'atmosphère. C. R. 201, 348—350, 1935, Nr. 5. Verf. berichtet über eine achtmonatliche Meßreihe des Kern- („Aitken“) und Staubgehaltes („Owens“) der atmosphärischen Luft in Paris (Meßort: Val-de-Grâce). Für die Kernzahl ergibt sich ein Mittelwert von 62 500/cm³ mit den Extremwerten 260 000 und 3500, für den Staubgehalt ein solcher von 290 Teilchen/cm³ mit den Extremen 1320 und 10. Tages- und Jahresgang sowie die Beziehungen zu meteorologischen Faktoren haben bei beiden Elementen ein durchaus verschiedenes Aussehen: Während die Kondensationskerne nur eine gering ausgeprägte tägliche und jährliche Periode besitzen, nehmen die Staubzahlen von 370 um 10,30 Uhr auf 215 um 16,30 Uhr bzw. von 485 im Februar auf 140 im Juni ab. Zu Lufttemperatur und Sicht besteht bei den Kernen nur eine geringe Beziehung; der Staubgehalt dagegen nimmt mit zunehmender Temperatur merklich, mit zunehmender Sicht ganz beträchtlich ab. Durch Regen endlich wird der Kerngehalt im Mittel um 12 %, der Staubgehalt um 40 % vermindert. Dieses verschiedene Verhalten der beiden Elemente ist eine erneute Bestätigung dafür, daß „Kondensationskerne“ und „Staubteilchen“ etwas durchaus Verschiedenes darstellen.

H. Israël-Köhler.

J. J. Nolan and P. J. Nolan. A new method for counting atmospheric ions and determining their mobilities. Proc. Roy. Irish Acad. Dublin (A) 42, 15—19, 1935, Nr. 3. Zur Vermeidung des Gegenfeldes an der Eintrittsöffnung des Aspirationskondensators wird dieser nach der Entlademethode benutzt. Durch einen — schon früher von H. Benndorf vorgeschlagenen (Anm. d. Ref.) — Kunstgriff wird trotzdem die gleiche Meßempfindlichkeit wie bei der Auflademethode ermöglicht. Eine geeignete Kompensationseinrichtung macht das Meßinstrument (Lutz-Einfadenelektrometer) zum Nullinstrument. Es werden zwei

Meßbeispiele von Beweglichkeitsbestimmungen mitgeteilt, die die recht hohen Beweglichkeitswerte $k^+ = 1,54$; $k^- = 1,72 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ für atmosphärische Kleinionen ergeben. Die Mitteilung längerer Beobachtungsreihen wird in Aussicht gestellt.

H. Israël-Köhler.

J. H. Coste and H. L. Wright. The Nature of the Nucleus in Hygroscopic Droplets. Phil. Mag. (7) 20, 209—234, 1935, Nr. 132. Es wird über Versuche zur Klärung der Entstehung und der chemischen Natur der atmosphärischen Kondensationskerne berichtet. Entsprechend der heute allgemein anerkannten Ansicht über die Kernstruktur („Lösungströpfchen“, deren Radius zur Konzentration der Lösung und zum Wasserdampfdruck der umgebenden Luft in bestimmter Beziehung steht) ist jede genügend dispers verteilte hygroskopische Substanz befähigt, Kondensationskerne zu bilden. In der Natur sind als die beiden Hauptarten die (dem Meere entstammenden) „Salzkkerne“ sowie die bei Verbrennungen aller Art entstehenden „Verbrennungskerne“ vorherrschend. — Verff. verfolgen die Kernproduktion („Aitken“) beim Zerstäuben von Flüssigkeiten sowie bei einer Reihe von Glüh- und Verbrennungsprozessen. Zerstäubte rauchende Schwefelsäure und zerstäubtes Seewasser liefern reichlich Kondensationskerne, während destilliertes Wasser, Natronlauge, Kalilauge und Chlorkalkiumlösung gar nicht oder nur in ganz geringem Maße kernbildend wirken. Flammen erzeugen in jedem Fall außerordentlich viel Kerne, wobei solche mit schwefelhaltigem Verbrennungsmaterial (Kohlefeuer, Leuchtgasflamme und ähnliche) besonders stark kernbildend wirken. Glühende Metall- bzw. Glasoberflächen liefern ebenfalls erhebliche Kernzahlen. Die Versuche machen es wahrscheinlich, daß die sogenannten „Verbrennungskerne“ in den Städten und überhaupt in der Nähe menschlicher Siedlungen verdünnter Schwefelsäure und verdünnter salpetriger Säure sind. Der Entstehungsvorgang ist so zu denken, daß bei Verbrennungen usw. durch Oxydation des Luftstickstoffs primär nitrose Gase gebildet werden — ein Prozeß, der oberhalb 620° einsetzt —, die sich teilweise mit dem Wasserdampf der Luft zu HNO_2 -Tröpfchen umsetzen; bei Gegenwart von Schwefeldioxyd in den Verbrennungsgasen wird dieses — analog dem Vorgang im Bleikammerprozeß — teilweise zu Schwefeltrioxyd oxydiert, und so zur Bildung von Schwefelsäuretröpfchen befähigt. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß die in der Luft von London gefundenen Mengen NO_2 und SO_2 bei weitem ausreichen, um den gefundenen Kerngehalt in der eben skizzierten Weise entstanden zu denken. — Zum Schluß werden Beobachtungen von A. R. Hogg (vgl. diese Ber. 15, 814, 1934) in Canberra (Australien), die auf zwei bezüglich ihrer Größe und ihrer Eigenschaften verschiedene Arten von Kondensationskernen in der Atmosphäre schließen lassen, in der Weise interpretiert, daß die Gruppe der kleineren Kerne den „Salzkernen“, die der größeren den „Verbrennungskernen“ zugeschrieben werden. Zur Stütze dieser Hypothese wird angenommen, daß die verschiedenen hygroskopischen Eigenschaften der einzelnen Kernbaustoffe für die Bevorzugung bestimmter Größenklassen verantwortlich zu machen seien.

H. Israël-Köhler.

F. Zwicky. Where can Negative Protons Be Found? Phys. Rev. (2) 48, 169, 1935, Nr. 2. Wenn die Vermutung, daß möglicherweise auf manchen Sternen und entfernten Nebeln die Identitäten der Träger positiver und negativer Elektrizität gegenüber den üblichen umgekehrt sind (negative Protonen, positive Elektronen), stimmt, dann müßte erwartet werden, daß in den obersten Atmosphärenschichten der Erde derartige Partikeln nachweisbar vorhanden wären, da sämtliche Sterne und Nebel sicher Elementarteilchen emittieren. In den höchsten Atmosphärenschichten sollten also erwartet werden: 1. negative Protonen, 2. ultra-

harte γ -Strahlen (1 bis 2 Billionen Volt), entstanden bei der Zerstrahlung negativer und positiver Protonen, 3. ein Ostwesteffekt bezüglich der Vorzeichen infolge des verschiedenen starken Eindringens der positiven und negativen Protonen in die Atmosphäre.

Reusse.

J. Bartels. Random fluctuations, persistence, and quasi-persistence in geophysical and cosmical periodicities. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 40, 1—60, 1935, Nr. 1. Die statistischen Verfahren bei der Anwendung der harmonischen Analyse, die von A. Schuster zur Erforschung verborgener Periodizitäten eingeführt wurden, werden auf Grund neuerer Entwicklungen auf dem Gebiet der Wahrscheinlichkeitstheorie erörtert. Zwischen den beiden extremen Fällen zufälliger Schwankungen und andauernder Wellen, die bisher ausschließlich behandelt wurden, wird der dazwischenliegende Zustand eingeführt. Dieser wird als ein allgemeines Problem in den Zeitfunktionen der Meteorologie, Geophysik und kosmischen Physik erkannt. Statistische Methoden, die auf der harmonischen „Kreisnummerblatt-Anordnung“ aufgebaut werden, dienen zur Darstellung quasistationärer Zustände und ihrer Einwirkung auf die Untersuchung gleichmäßiger Wellen. Diese werden für den Fall anderer als sinusartiger Vorgänge verallgemeinert. Durch sehr viele Beispiele und Diagramme werden die verschiedenartigen Formen der Schwankungen erläutert.

Schmerwitz.

K. O. Kiopenheuer. Zur Theorie der Sonnenkorona. ZS. f. Astrophys. 10, 260—278, 1935, Nr. 4. Aus den bisherigen Ergebnissen spektroskopischer Untersuchungen folgt, daß die Korona als eine die Sonne umgebende, stark ionisierte, elektrisch neutrale Gashölle aufzufassen ist. Aus der Form der Koronastrahlen und aus ihrer Beziehung zum Auftreten von Protuberanzen wird geschlossen, daß es sich dabei um eine Korpuskularstrahlung handelt. Auf Grund dieser Anschauungen werden die beobachteten Bahnformen durch Bewegung elektrisch neutraler, aus gleich viel positiven und negativen Ladungen bestehender, ionisierter Gasmassen im nach außen vollkommen abgeschirmten Magnetfeld der Sonne erklärt. Als Folgerung aus den Betrachtungen ergibt sich ein unterer Grenzwert für die Geschwindigkeit der Koronastrahlen, der mit der größten bisher beobachteten Protuberanzengeschwindigkeit der solaren Korpuskularstrahlung übereinstimmt, die für das Polarlicht und für die magnetischen Stürme auf der Erde verantwortlich gemacht wird.

F. Steinhäuser.

N. Weger. Über einige bei Ionenmessungen mit Zylinderkondensatoren auftretende Störungen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 195—201, 1935, Nr. 1/2. Der Resteffekt wird auf eine Ionisierung durch Spitzenwirkung zurückgeführt und sein spontanes Abklingen kann durch den Aggregatzustand, die Struktur, die stoffliche Zusammensetzung und die Konzentration der Elektrizitätsträger verschieden beeinflußt werden. Der Influenzeffekt kann durch Spannungsschwankungen der Batterie selbst, durch Isolationsverschlechterungen oder durch Nachlassen der Batteriespannung infolge der dauernden Stromentnahme verursacht werden. Es werden Anweisungen über die Beseitigung der Störungen gegeben. Der „Sonnenscheineffekt“, der sich häufig in einer unregelmäßig schwankenden rückläufigen Bewegung des Elektrometerfadens an sonnigen Tagen äußert, erklärt sich auch als Influenzeffekt. Bei der Methode, die Luft unmittelbar aus dem Freien anzusaugen, führt der Temperaturunterschied zwischen Außenluft und Meßraum zu einer Fehlerquelle bei Beweglichkeitsmessungen.

F. Steinhäuser.

K. W. Wagner und K. Fränz. Periodische und unregelmäßige Vorgänge in der Ionosphäre. Elektr. Nachr.-Techn. 12, 210—213, 1935, Nr. 7.

Auswertung von Beobachtungsmaterial der Funkenexpedition des Heinrich Hertz-Instituts nach Tromsø. Aus den Kurven für das *F*-Gebiet der Ionosphäre geht die Regelmäßigkeit der Aufgänge bei 2 M Hertz hervor, dagegen die viel größere Streuung der Untergänge. Außer den normalen Nachmittagsuntergängen wurden noch am frühen Morgen Untergänge beobachtet. Aus einer Darstellung des normalen Ganges für den Einsatz der Peilschwankungen europäischer Rundfunkstationen geht hervor, daß in Tromsø niemals eine Bodenwelle ankommt. Gleichzeitig mit magnetischen Störungen treten regelmäßig große Abweichungen der Ionosphäre von ihrem normalen Verhalten auf, wie an Beispielen gezeigt wird. Die sehr unregelmäßige Form des Nordlichts läßt vermuten, daß die durch die Korpuskularstrahlung hervorgerufene Ionisierung auch sehr unregelmäßig ist; dann muß aber auch das Reflexionsvermögen der Ionosphäre für senkrecht einfallende Strahlen sehr viel kleiner als für schräge Inzidenz der Rundfunkwellen sein.

Winckel.

Georg Goubau. Zur Dispersionstheorie der Ionosphäre. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 45, 179—185, 1935, Nr. 6. Diskussion der Dispersionsformel für ein Elektronengas in einem äußeren Magnetfeld unter Berücksichtigung der Elektronenstöße mit neutralen Gasmolekülen. Unter der Dispersionsformel wird verstanden, daß zu ihrer Ableitung für die Kraft auf ein Elektron $\mathfrak{K} = e \cdot \mathfrak{E}$ angesetzt wird: sie enthält also nicht den Lorentz-Faktor $1/\beta$. Aus der Formel gehen drei Arten von Dispersionskurven hervor, entsprechend drei verschiedenen Wellenbereichen. Aus diesen Bereichen sind jeweils Dispersionskurven für eine Wellenlänge bei verschiedenen Stoßzahlen ν , ($\nu = 0$, $0 < \nu < \nu_0$; ν_0 = kritische Stoßzahl) und $\nu = \nu_0$ und $\nu > \nu_0$ gezeichnet. In Anwendung auf die Wellenausbreitung in der unteren Schicht der Ionosphäre ergibt sich, daß entweder der Luftdruck bis zu Höhen von 90 km herunter noch kleiner als 0,003 mm Hg ist oder die Dispersion in diesen Höhen nicht allein den Elektronen (sondern auch den Ionen) zugeschrieben werden kann.

Winckel.

Georg Goubau. Dispersion in einem Elektronen-Ionen-Gemisch, das unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes steht. (Beitrag zur Dispersionstheorie der Ionosphäre.) Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 46, 37—49, 1935, Nr. 2. Für die Dispersion bei der Wellenausbreitung in der Ionosphäre lassen sich der Anlagerungs- und der Wiedervereinigungskoeffizient, die bei bestimmter Ionisierungsintensität für das Verhältnis zwischen Elektronen und Ionen maßgebend sind, nur auf Zehnerpotenzen abschätzen. Es müssen daher indirekt Reflexionsmessungen vorgenommen werden. Zur Feststellung des Ioneneinflusses wird die Dispersionsformel für Elektronen-Ionen-Gemisch bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes und unter Berücksichtigung der Trägerstöße abgeleitet. Hierzu Kurven für verschiedene Wellenlängen, Stoßzahlen, Mischverhältnisse und den Zusammenhang von Brechungsindex, Absorptionskoeffizient und Trägerdichte. Danach ist der Einfluß der Ionen (wenn Ionosphäre sich wie ein Elektronen-Ionen-Gemisch verhält): Die Reflexionsstellen des ordentlichen und außerordentlichen Strahls liegen bei gleichem Gradienten von δ näher beisammen. 2. Es können Reflexionen auftreten, die in einem Elektronengas nicht möglich sind. 3. Die Absorption der Wellen ist kleiner. Der Polarisationszustand der reflektierten Wellen wird durch die Ionen nicht beeinflusst.

Winckel.

H. G. Booker. The Application of the Magneto-Ionic Theory to the Ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 150, 267—286, 1935, Nr. 870. Die vertikale Ausbreitung in der Ionosphäre wird für den Fall bestimmt, daß sich die Ionisationsdichte und die Kollisionsfrequenz mit der Höhe ändern. Es ergibt sich,

daß die Ausbreitung vollkommen nur mit Hilfe der quasi-longitudinalen und quasi-transversalen Näherungen der magneto-ionischen Theorie beschrieben werden kann. Die Kollisionsreibung bestimmt eine Grenzfrequenz, bei der eine Welle von der Ionosphäre reflektiert werden kann. Eine Absorptionszone kann bestehen unter der ablenkenden Schicht der Ionosphäre. Für die Ausbreitung durch dieselbe ist bei sehr großen Winkeln zum erdmagnetischen Feld nur die longitudinale Komponente des erdmagnetischen Feldes wirksam. Nahe der magneto-ionischen Frequenz besteht niemals eine merkbare außerordentlich reflektierte Welle. Die Abhängigkeit der relativen Absorption von der Frequenz für sehr hohe Frequenzen ist verschieden, je nachdem ob sie besonders in der nicht ablenkenden Schicht oder in der Nähe des Reflexionspunktes stattfindet. *Winckel.*

Samuel S. Kirby and Elbert B. Judson. Recent studies of the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 733—751, 1935, Nr. 7; auch Bur. of Stand. Journ. of Res. 14, 469—486, 1935, Nr. 4 (RP. 780). Ergebnis wöchentlicher Ionosphärenmessungen über 18 Monate: Die Änderung der kritischen Frequenz für die *E*-Schicht am Tage folgt etwa der Gleichung $f_E \approx (\cos \psi)^{1/4}$ wobei ψ den Winkel zwischen Sonnenstrahl und Zenit bedeutet. Magneto-ionische Aufspaltung wurde in dieser Schicht nicht beobachtet. Die Ergebnisse zeigen eine schnelle Rekombination und eine Lage schwerer Ionen. Die tägliche Änderung der kritischen F_2 -Frequenz folgt nicht obiger Gleichung, bleibt aber hinter der ionisierenden Kraft der Sonne zurück. Magnetische Doppelrefraktion tritt gewöhnlich ein. Die Rekombination dauert länger, die Schicht besteht aus Elektronen. Das Maximum der kritischen F_2 -Frequenzen um Mittag tritt im November und März auf. Die sporadische *E*-Schicht läßt die Wellen zur Erde eher durch Reflexion an einer scharfen Grenze als durch Brechung zurückkehren. Die Schicht ist häufig semitransparent und zeigt keine kritischen Frequenzen, was oft nachts beobachtet wird, und zwar bei höheren Frequenzen im Sommer als im Winter. *G*-Schicht-Reflexionen wurden bei Frequenzen über den F_2 -Schicht-Frequenzen beobachtet, besonders an Sommerabenden, aber auch an Winterabenden. *Winckel.*

Nicolas Stoyko et Raymond Jonaust. Sur la propagation des ondes radioélectriques courtes dans la région des aurores polaires. C. R. 201, 133—134, 1935, Nr. 2. Der schlechte Kurzwellenempfang von Washington in Tokio wird damit erklärt, daß der Großkreis über diese beiden Orte das Gebiet des maximalen Polarlichteinflusses durchkreuzt. Der Einfluß der Polarlichtzone auf die Geschwindigkeit der Wellenausbreitung wurde im Observatorium Paris auf der Welle 37,08 m durch Empfang der Station Honolulu untersucht. Der Empfang der nahe am magnetischen Pol verlaufenden Wellen um 8 und um 17 Uhr war sehr verzerrt, allerdings ohne Frequenzverschiebung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit zwischen Paris und Honolulu wurde zu 270 200 km/sec beobachtet (von November 1934 bis April 1935 um 8 Uhr). Der Abendempfang um 17 Uhr zeigt eine Verzögerung um 0,518 sec gegenüber dem Morgenempfang. Dies erklärt sich dadurch, daß der direkte Wellenweg vollkommen durch die Sonne erleuchtet war. Möglicherweise waren die in Paris empfangenen Wellen dem größten Bogen des Großkreises gefolgt, was als „Superausbreitung“ bezeichnet wird. Die Geschwindigkeit der nach dieser Hypothese berechneten Wellen wurde zu 291 000 km/sec gefunden. *Winckel.*

Theodore R. Gilliland. Multifrequency ionosphere recording and its significance. Bur. of Stand. Journ. of Res. 14, 283—303, 1935, Nr. 3 (RP. 769). Ergebnisse von stündlichen Ionosphärenmessungen von März 1933 bis April 1934. Die kritischen Frequenzen, die durch eine automatische Aufzeichnung in einem Frequenzband 2500 bis 4400 Kilohertz gefunden wurden, liegen tagsüber

in der E - und F_1 -Schicht, nachts in der F -Schicht. Sie folgen für die E - und F_1 -Schicht in Phase mit der Sonne täglich und jahreszeitlich. Tagsüber wurden weitere Schichten zwischen E und F_1 festgestellt. In Winternächten fiel die kritische Frequenz bezüglich der F -Schicht zur Mitternacht auf ein Minimum, um gegen 4 Uhr morgens auf ein Maximum zu steigen und noch vor Sonnenaufgang auf ein zweites Minimum zu fallen. Der nächtliche Anstieg macht mehr als eine 100 prozentige Erhöhung der maximalen Elektronendichte aus. Ein Vergleich für eine gleiche Periode (11. bis 30. September) für 1933 und 1934 zeigt eine größere Ionisationsdichte für 1934. Das Maximum für 1934 liegt etwa 180 Kilohertz höher als für 1933. Ein Zusammenhang mit dem Sonnenfleckenrhythmus ist unbekannt. Die praktische Auswirkung der Ergebnisse war die Bestimmung der Sprungentfernung für die Kurz-Distanz-Sendung im Luftverkehr. Die Grenzfrequenz wurde für jede Entfernung bis zu einigen 100 Meilen bestimmt.

Winckel.

J. A. Fleming. Report of ionosphere-investigations conducted at College-Fairbanks, Alaska, during the winter of 1933—1934. S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr. 39, 305—313, 1934, Nr. 4. Die in Fairbanks, Alaska, während des zweiten Polarjahres begonnenen Ionosphären-Messungen wurden im Winter 1933/34 fortgesetzt. Morgen-Registrierungen (Sendefrequenz 2050 Kilohertz) zeigen, in Verfolg des Auftretens der kritischen Frequenz, den Abfall der virtuellen Höhe auf 210 km (entsprechend den sonstigen F -Schicht-Beobachtungen). Mit dem Sonnenaufstieg erhöht sich die morgendliche Ionisation. Daraus ergibt sich, daß die ionisierenden Strahlen der Sonne unter einer gewissen Grenze der Atmosphäre absorbiert werden, wenn sie parallel zur Erdoberfläche gerichtet sind. Der Ionisationsabfall am Nachmittag geht mit dem Sinken der Sonne einher, aber nicht regelmäßig. E -Schicht-Reflexionen wurden selten beobachtet, höchstens nachts. Zum Vergleich wurden magnetische Messungen herangezogen. Magnetische Störungen traten gewöhnlich nachts auf. Die normalen morgendlichen Reflexionen zeigten die Tendenz, den Störungen zu folgen bzw. auszufallen.

Winckel.

L. V. Berkner. The relation of the Pacific eclipse of June 8, 1937, to investigations of changes of ionization of the ionosphere. S.-A. Dep. of Terr. Magn., S. 317—319, ohne Jahreszahl. Verf. bestimmt mittels des Nautischen Almanachdienstes des U. S. See-Observatoriums die Daten für die Sonnenfinsternis im Pazifik am 8. Juni 1937 bezüglich des Magnetischen Observatoriums in Huancayo (Peru). Im Hinblick auf die unterschiedlichen Ergebnisse der Finsternis von 1932 sind mit der verbesserten Meßtechnik Beobachtungen der F_2 -Schicht, aber auch der unteren Schichten (Bewegung der maximalen Ionisation der F_1 -Schicht) erforderlich. In Verbindung mit Huancayo sind Beobachtungen am entgegengesetzten Ende der Finsternis, in Charles Island (Galapagos) erwünscht.

Winckel.

J. Hollingworth. The structure of the ionosphere. Proc. Phys. Soc. 47, 843—851, 1935, Nr. 5 (Nr. 262). Es wird eine Methode gezeigt, einen angenäherten Wert für die Intensität der Ionisation in dem Raum zwischen E - und F -Schichten zu finden. Hierfür wird die relative Gruppenverzögerung der zwei Komponenten eines Echos von einem Impuls gemessen, dessen Frequenz so nahe an die kritische Frequenz der E -Schicht herankommt, daß eine Komponente von der E -Schicht und eine von der F -Schicht reflektiert wird. Der Wert der Zwischenlagen-Ionisation ist äußerst wichtig zur Bestimmung des Weges der Weitdistanzsendingen. Aus den Ergebnissen ist zu schließen, daß wahrscheinlich die Zwischenschicht-Ionisation sehr ungleichförmig verteilt ist und einen nur um einige Prozent geringeren Wert aufweist als die oberste Lage der E -Schicht.

Winckel.

H. Geiger. Die Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung. Ergebnisse d. exakt. Naturwissensch. 14, 42—78, 1935. *Scheel.*

F. Hess. Zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung. (Schlußwort an Artur Wagner.) Wiener Anz. 1935, S. 198, Nr. 18. Wien. Ber. 144 [2a], 493—495, 1935, Nr. 7/8. Die in Wagners Erwiderung enthaltenen Streitfragen werden vom Verf. nochmals diskutiert. Es zeigt sich, daß hinsichtlich einiger Hauptpunkte keine Einigung erzielt worden ist. *Scheel.*

J. Barnóthy und M. Forró. Bemerkung zur Arbeit von W. Kolhörster „Höhenstrahlung und Nova Herculis“. ZS. f. Phys. 94, 773—774, 1935, Nr. 11/12. Die von Ende Juli 1934 bis Januar 1935 einschließlich durchgeführten Messungen mit einer Koinzidenzapparatur mit enger Ausblendung zeigen einen MEZ.-Tagesgang auf, dessen Maximum zwischen 9 und 16 Uhr liegt und im Dezember $1,2 \pm 0,6\%$ betrug. Die Ordnung nach Sternzeit liefert für die 3 Stunden, während welcher die Nova Herculis im Gesichtsfeld ist, eine Intensitätserhöhung, die aber zu Beginn der Meßreihe größer war als beim Aufleuchten der Nova und wesentlich kleiner ist, als man sie erwarten müßte, wenn die von W. Kolhörster im Dezember mit der G-Anordnung gemessene Intensitätserhöhung von $1,74 \pm 0,28\%$ lediglich auf den Einfluß der Nova zurückzuführen wäre. Die Verff. sind deshalb der Ansicht, daß zur Erklärung der Kolhörsterschen Ergebnisse in erster Linie der MEZ.-Tagesgang heranzuziehen ist, dessen Maximum im Dezember gerade mit der Kulmination der Nova Herculis zusammenfällt. *Alfred Ehmert.*

E. M. Bruins. Zur kosmischen Korpuskularstrahlung im erdmagnetischen Felde. Physica 2, 879—891, 1935, Nr. 8. Zur exakten Deutung des Längen- und Breiteneffekts der Höhenstrahlung ist es notwendig, das räumliche Feld des Erdmagneten möglichst genau zu bestimmen. Wie dies aus magnetischen Messungen auf der Erdoberfläche mit potentialtheoretischen Methoden möglich ist, wird vom Verf. ausgeführt. Um die bekannten Effekte zu deuten, genügt es zunächst, das Erdmagnetfeld als das Feld eines Dipols im magnetischen Zentrum der Erde anzusetzen. Auf Ungenauigkeiten der Definition von magnetischer Länge, Breite usw. in der älteren Literatur wird hingewiesen. *Jánossy.*

Carl Störmer. On the trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Third communication. Astrophys. Norvegia 1, 1—10, 1934, Nr. 1. Die Berechnung der Intensitätsverteilung der auf die Erde einfallenden Höhenstrahlung (Breiteneffekt) wird zurückgeführt auf die Berechnung der Bahnen elektrischer Ladungen im Felde eines magnetischen Dipols. Fünf verschiedene Methoden werden zur numerischen Bestimmung dieser Bahnen angeführt. *Jánossy.*

Carl Störmer. On the Trajectories of Electric Particles in the Field of a Magnetic Dipole with Application to the Theory of Cosmic Radiation. Fourth communication. Astrophys. Norvegica 1, 115—168, 1935, Nr. 4. Die in der dritten Veröffentlichung angegebenen fünf Verfahren zur Integration der Bewegungsgleichung eines elektrisch geladenen Teilchens im Felde eines magnetischen Dipols werden einzeln besprochen und festgestellt, daß zur numerischen Rechnung sich nur das vierte und fünfte eignet. Die die Erde erreichenden Bahnen werden in verschiedene Gruppen eingeteilt und Beispiele durchgerechnet. Die endgültige Berechnung des Breiteneffekts der Höhenstrahlung soll erst in einer späteren Veröffentlichung durchgeführt werden. Einzelne Korpuskelbahnen und graphische Hilfstafeln zur Berechnung von Bahnen sowie die Stereoskopaufnahme eines Modells, das die wichtigsten Bahntypen enthält, befinden sich im Anhang. *Jánossy.*

Thomas H. Johnson. Evidence for a Positron-Negatron Component of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 47, 642—643, 1935, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Zunahme der Intensität und des Breiten-effektes der Schauer mit der Höhe und das nur in Seehöhe am Äquator merkliche Überwiegen westlicher Einfallrichtungen lassen sich nur vereinbaren bei Annahme einer Positron-Negatron-Komponente und einer durchdringenderen positiven Komponente (Protonen?) der Primärstrahlung. *Erwin Miehltnickel.*

J. Clay. Results of the Dutch Cosmic Ray Expedition 1933. VII. Positive and negative primaries, north-south asymmetry, difference of decrease in lead at different latitudes. Physica 2, 861—869, 1935, Nr. 8. Wie bereits Th. Johnson ausgeführt hatte, wirken im Breiteneffekt der Höhenstrahlung Teilchen entgegengesetzter Ladung im selben, bei dem Ost-West-Effekt dagegen im entgegengesetzten Sinne. Der Vergleich von Breiten- und Ost-West-Effekt gestattet daher die Bestimmung der Zahl der einfallenden positiven bzw. negativen Höhenstrahlenkorpuskeln. Dieses Verfahren wird vom Verf. verfeinert und zeigt, daß zur Bestimmung der Zahl der positiven und negativen Korpuskeln vier Beobachtungen der Strahlungsintensität in bestimmten magnetischen Breiten und in bestimmten Richtungen erforderlich sind. Aus dem vorliegenden Material der Holländischen Höhenstrahlungsexpedition 1933 wird nach diesem Verfahren das Verhältnis der negativen zu den positiven Korpuskeln zu ungefähr 1:2 bestimmt. Ferner wird auf das Auftreten einer Nord-Süd-Asymmetrie der Richtungsverteilung in Bandoeng und endlich auf beobachtete Verschiedenheiten der Absorptionskurven von Vierfachkoinzidenzen (zwischen 12 und 36 cm Pb) in Bandoeng bzw. Amsterdam hingewiesen. *Jánossy.*

R. H. Woodward and J. C. Street. The Absorption of Cosmic-Ray Electrons in Lead. Phys. Rev. (2) 47, 643, 1935, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Vierfachkoinzidenz-Anordnung mit Zwischenlagen bis zu 90 cm Blei und eine Parallelanordnung ohne Absorber sprechen nur bei 10 % aller Koinzidenzen gemeinsam an. Schauer haben also am Energieumsatz der Höhenstrahlung nur wenig Anteil. *Erwin Miehltnickel.*

E. C. Stevenson and J. C. Street. Nature of the Penetrating Cosmic Radiation at Sea Level. Phys. Rev. (2) 47, 643, 1935, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wie Wilson-Aufnahmen zeigen, sind mindestens 90 % der Koinzidenzen von 3 in einer Vertikalebene liegenden Zählrohren auf Einzelelektronen zurückzuführen. *Erwin Miehltnickel.*

Richard L. Doan. Statistical Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization in New Recording Meter. Phys. Rev. (2) 48, 167, 1935, Nr. 2. Die statistische Schwankung der Ionisierungsstärke ist mit der Zahl N der ionisierenden Teilchen verknüpft durch die Beziehung $\sigma = F \cdot I \cdot N^{-1/2}$, worin I die Gesamtionisation darstellt, F einen Faktor, der der Multiplizität der Strahlen Rechnung trägt (von Anderson aus Wilsonkammer-Beobachtungen zu 1,32 geschätzt). Für zwei Comptonsche Höhenstrahlungs-Meßkammern (Rev. Sc. Instr. 5, 415, 1934) ergab sich bei Ausmerzung größerer Stöße ($> 10^7$ Ionenpaare) $\sigma_{\min} = 4,41 \cdot 10^6$ Ionenpaare bei einer Gesamtionisation von $94,8 \cdot 10^6$ Ionenpaaren $\cdot \text{min}^{-1}$. Nimmt man mit Rücksicht auf die Dimensionierung des Apparates F zu 1,5 an, so erhält man $N = 1035$ Teilchen $\cdot \text{min}^{-1}$ und hieraus die spezifische Ionisation zu 47 Ionen $\cdot \text{cm}^{-1}$. Stöße von weniger als 10^7 Ionenpaaren sind als solche nicht mehr sicher zu erkennen. Es wird vermutet, daß mindestens ein Teil der Stöße den Schauern zuzurechnen ist. *Erwin Miehltnickel.*

F. H. Newman and H. J. Walke. Note on Cosmic Ray Ions and the Shower producing Radiation. Phil. Mag. (7) 20, 263—266, 1935, Nr. 132. Verff. entnehmen den Wilson-Aufnahmen, daß die Schauerstrahlen nicht auf ein gemeinsames Emissionszentrum hinweisen, und schließen daraus, daß die Schauer das Endprodukt einer Folge von Prozessen darstellen. Das Vorherrschen von Elektronenpaaren läßt die Ursache der Schauer in Photonen vermuten, zumal der Schwächungskoeffizient der schauererzeugenden Strahlung in derselben Weise von der Ordnungszahl des Absorbers abhängt wie der einer γ -Strahlung von 2 bis $5 \cdot 10^6$ e-Volt (Blackett, Int. Conf. on Physics, London 1934). Diese Photonen sollen ihrerseits durch unelastische Kernstöße aus der primären Korpuskularstrahlung entstehen. Zur Stützung dieser Auffassung ziehen Verff. Versuche von Crane und Lauritsen (Int. Conf. on Physics, London 1934) heran, die bei der Beschießung von Li mit Protonen γ -Strahlen von 12 und $4 \cdot 10^6$ e-Volt erhielten und diese zwei Anregungsniveaus im entstehenden He-Kern zuschrieben.

*Erwin Miehl*nickel.

A. Schwegler. Sekundäreffekte der kosmischen Primärstrahlung. ZS. f. Phys. 96, 62—75, 1935, Nr. 1/2. Im ersten Teil der Arbeit wird gezeigt, daß die Zählrohrkoinzidenzen, welche man bei Zwischenschaltung dicker Bleischichten beobachtet, jeweils von einem einzelnen Strahl unmittelbar erzeugt werden und nicht etwa durch sukzessiv ausgelöste Sekundärstrahlen entstehen (vgl. Anderson u. a., diese Ber. 15, 1610, 1934). Der Beweis hierfür wird in der Weise erbracht, daß zunächst die Koinzidenzen in drei durch Bleiklötze getrennten und in einer vertikalen Ebene untereinanderliegenden Zählrohren abgezählt werden; dann wird das mittlere Zählrohr gerade soweit seitlich versetzt, daß eine Koinzidenz nicht mehr durch einen einzigen geradlinigen Strahl bewirkt werden kann. Dabei sinkt die Koinzidenzzahl auf 2 % des vorherigen Wertes ab, was nur bei Auslösung der Koinzidenzen durch Einzelstrahlen verständlich ist. — Im zweiten Teil der Arbeit wird gezeigt, daß die Koinzidenzzahl, welche man bei mehreren mit parallelen Achsen untereinanderliegenden Zählrohren beobachtet, erhöht wird, wenn man neben den Rohren Metallpanzer aufbaut. Messungen, bei denen die Panzerdicke variiert wurde, ergaben Sättigung bei 1,5 cm Pb. — Im dritten Teil der Arbeit werden die von den Primärstrahlen in Pb, Fe, Al ausgelösten Sekundärstrahlen näher untersucht, und zwar durch Abzählung von Koinzidenzen in drei im Dreieck aufgestellten Zählrohren, wobei die Dicke der über den Rohren befindlichen Bleischicht variiert wurde. Zur Ausschaltung der Wirkung der B-Strahlen (Schauererregenden Strahlung) war der Raum zwischen den Zählrohren mit Blei ausgefüllt. In der Tat zeigte die Kurve, welche die Koinzidenzzahl in Abhängigkeit von der Schichtdicke wiedergibt, den typischen Verlauf einer Sättigungskurve und unterscheidet sich somit erheblich von der normalen Rossischen Koinzidenzkurve, welche bekanntlich bei 1,5 cm Pb ein scharf ausgeprägtes Maximum aufweist. Die Reichweite der Sekundärstrahlen, welche unmittelbar von der Primärstrahlung ausgelöst werden, beträgt nach diesen Messungen etwa 2 cm Pb.

H. Geiger.

O. Zeiller. Das Durchdringungsvermögen der kosmischen Sekundärstrahlen. ZS. f. Phys. 96, 121—136, 1935, Nr. 1/2. Über drei Zählrohren, welche entweder im Dreieck angeordnet sind oder in einer Horizontalebene liegen, befindet sich eine Bleischicht von 1,5 cm Dicke. Es wird gezeigt, daß die Koinzidenzzahl nur wenig von der speziellen Zählrohrgeometrie abhängt, woraus auf einen stark diffusen Charakter der die Koinzidenzen auslösenden Schauerstrahlen (C-Strahlen) geschlossen wird. Bei dem Versuch, die Absorbierbarkeit dieser Strahlen zu messen, zeigte es sich, daß bei jedem Schauer neben der

C-Strahlung auch eine sehr weiche Strahlung (*D*-Strahlung) in erheblichen Mengen auftritt. Diese *D*-Strahlung geht nicht nur von der Entstehungsstelle des Schauers aus, sondern wird von den *C*-Strahlen überall dort erzeugt, wo sie Materie durchsetzen (Bremsstrahlung). Dies wird durch verschiedene Versuche erwiesen, bei denen Größe und Lage eines Bleiabsorbers variiert werden. Unter möglicher Ausschaltung der *D*-Strahlen wurde schließlich die Absorption der *C*-Strahlen in 0,5 bis 7 cm dicken Bleischichten gemessen, wobei mit wachsender Bleidicke ein von 0,5 bis $0,2\text{ cm}^{-1}$ abnehmender Absorptionskoeffizient gefunden wurde. Eine Messung mit Al als Absorber ergab Massenproportionalität des Absorptionskoeffizienten. — Die Arbeit enthält auch einige grundsätzliche Bemerkungen über den Verlauf einer Absorptionskurve, die nicht wie gewöhnlich mit einem Elektrometer sondern mit Zählrohrkoinzidenzen aufgenommen ist. Der Absorptionskoeffizient hängt in diesem Falle, wie durch Versuche belegt wird, weitgehend davon ab, ob der Absorber ein, zwei oder drei Zählrohre überdeckt; dies wurde in älteren Arbeiten über die Absorption kosmischer Sekundärstrahlen außer acht gelassen.

H. Geiger.

Egon K. Heidel. Über die von den kosmischen Sekundärelektronen ausgelöste weiche *D*-Strahlung. Diss. Tübingen 1935, 23 S. Rossi und Fünfer haben beobachtet, daß bei einer Dreiecksanordnung von Zählrohren die Koinzidenzzahl sich merklich erhöht, wenn man unter die Anordnung eine Schicht von Blei bringt. Geiger und Fünfer haben diesen Effekt durch Streuung der bei jedem Schauer entstehenden Bremsstrahlung (*D*-Strahlung) gedeutet. Diese *D*-Strahlung wurde von Heidel näher untersucht, wobei die Zählrohre nicht wie sonst im Dreieck angeordnet waren, sondern in einer Horizontalebene nebeneinander lagen. Unter diesen Bedingungen erwies sich nämlich der Rückstrahleffekt besonders groß und erreichte in einzelnen Fällen sogar 100 %. Die folgenden Feststellungen wurden gemacht: 1. Auch mit drei nebeneinanderliegenden Zählrohren ergibt sich dieselbe Koinzidenzkurve wie bei der sonst üblichen Dreiecksanordnung. 2. Die Intensität der Rückstrahlung wächst systematisch mit der Ordnungszahl des Rückstrahlers. 3. Aus dem Verlauf der Sättigungskurve (Koinzidenzzahl in Abhängigkeit von der Dicke des Rückstrahlers) errechnet sich für die *D*-Strahlen ein mittlerer Absorptionskoeffizient von rund $2,8\text{ cm}^{-1}$ Pb bzw. bei Massenproportionalität von $0,7\text{ cm}^{-1}$ Al. 4. Auch durch Einschalten von Al-Schichten zwischen den Pb-Rückstrahler und die Zählrohre kann die Absorbierbarkeit der *D*-Strahlen bestimmt werden. Die Strahlung erweist sich dabei als stark inhomogen mit einem mittleren Absorptionskoeffizienten von 1 cm^{-1} Al.

H. Geiger.

R. Steinmaurer. Messungen der kosmischen Ultrastrahlung in Innsbruck (590 m) und auf dem Hafelekar (2300 m) im Jahre 1934. Gerlands Beitr. 45, 148—183, 1935, Nr. 1/2. Die Registrierungen wurden in Innsbruck mit einem durch 10 cm Pb (Vollpanzer) abgeschirmten Steinke-Apparat und auf dem Hafelekar mit zwei ähnlichen Apparaturen (ein Vollpanzer und ein Halbpanzer) durchgeführt. Der monatsweise ermittelte Barometereffekt zeigte bei allen drei Apparaturen Änderungen im gleichen Sinne, was deren Realität erweist. In Innsbruck war dem täglichen Gang eine dem Tagesgang der Außentemperatur parallel gehende Störwelle überlagert, nach deren Eliminierung ein sonnenzeitlicher Gang mit einem Maximum um Mittag blieb. Die Ursache für die Störwelle wird in der Streustrahlung, im Wasserdampf und Staubgehalt der untersten Luftschichten gesucht. Im Jahresgang waren in guter Übereinstimmung zwischen beiden Stationen die Winterwerte höher als die Sommerwerte. Bezogen auf Vollpanzer war das Gesamtittel aller Beobachtungen in Innsbruck 1,736 J und auf dem Hafelekar 2,769 J. Zwischen dem Gang der Ultrastrahlung und dem Gang des gleichzeitig

gemessenen Potentialgefälles konnte keine Parallelität festgestellt werden. Während Bewölkung und Regen ohne Einfluß blieben, wurde bei Schneefall eine geringe Strahlungserhöhung gefunden. Bei Gewitter zeigte sich in Innsbruck keine merkbare Strahlungsänderung, dagegen stieg auf dem Hafelekar im Halbpanzer die Strahlung im Mittel um 0,8 % (Ursache ist entweder eine radioaktive Strahlung oder eine vom Gewitter erzeugte verhältnismäßig weiche Korpuskularstrahlung), im Vollpanzer nahm sie ein wenig ab (Effekt von B. F. J. Schönlund). *F. Steinhauser.*

J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer. IV. Mitteilung. *Gerlands Beitr.* **45**, 1—4, 1935, Nr. 1. Das Polarwasser erwärmt sich oberflächlich durch Strahlungsabsorption und frißt in die schwimmenden Eisblöcke eine bis 0,5 m breite Rinne, die den Block in einem herausragenden Eistisch und in einen Eisfuß unter Wasser teilt und schließlich den Tisch abspalten kann. Sehr schöne photographische Aufnahmen von Eisformen und von einem breiten Eisfuß sind beigegeben. *F. Steinhauser.*

Georg Wüst. Die Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers im Atlantischen und Indischen Ozean. *ZS. f. Geophys.* **11**, 40—49, 1935, Nr. 1/2. (Vortrag 11. Tag. D. Geophys. Ges. Bad Pyrmont, September 1934.) Unter Zugrundelegung des gesamten vorhandenen Beobachtungsmaterials wird untersucht, wie sich das antarktische Bodenwasser in die Tiefseebecken des Atlantischen und Indischen Ozeans ausbreitet. Es werden behandelt: Horizontale Verteilung der Bodentemperatur, vertikaler Aufbau des Bodenwassers im Atlantischen Ozean, Bildung des antarktischen Bodenwassers. Es ergeben sich daraus neue Auffassungen über die Gliederung des Tiefseebodens. *Fritz Hänsch.*

C. C. Ennis. Use of regional constant correction factors for reduction of echo soundings. *S.-A. Dep. of Terr. Magn.*, S. 2075—2082, ohne Jahreszahl. Zur Bestimmung der wahren Tiefe aus den Echolotabständen bei $c = 1463$ m/sec werden auf Grund von 1200 Beobachtungen der „Carnegie“ für die einzelnen Gebiete und Tiefen des Stillen Ozeans feste Korrekturen angegeben. Die Abweichungen von den früheren Werten von N. H. Heck und J. H. Service sind gering. Der Stille Ozean wird hierzu in 14 Gebiete und Schichten von 500 m Dicke zwischen 1000 und 8500 m Tiefe eingeteilt. Oberhalb 1000 m fehlen konstante Bedingungen. Der prozentuale Korrekturf Fehler ändert sich dabei von 0,36 bis 5,8 %. Der wahrscheinliche Fehler der Ergebnisse soll zwischen 0,5 und 1,5 % liegen. *Lübcke.*

Jacques van Mieghem. Thermodynamique des systèmes non-uniformes en vue des applications à la météorologie. *Geophys. Publ.* **10**, Nr. 14, 18 S., 1935. *K. Jung.*

G. Dedeant, Ph. Schereschewsky et Ph. Wehrlé. Théorie de la circulation générale de l'atmosphère. Le champ moyen de température. *C. R.* **201**, 346—348, 1935, Nr. 5. Die Theorie der Verff., mit Erfolg angewendet auf die Sonne, wird jetzt auf indische Verhältnisse (Atmosphäre) übertragen. *H. Ebert.*

Ludwig Roux. Turbulente Windströmungen auf der rauhen Erdoberfläche. *ZS. f. Geophys.* **11**, 165—187, 1935, Nr. 4/5. „Bei turbulenten Strömungen wird das Geschwindigkeitsprofil durch das logarithmische Profil gut approximiert. Die Turbulenzhöhe bzw. die anderen Größen (Winkel), die in dem logarithmischen Profilansatz unbestimmt gelassen sind, werden durch Anwendung des Impulssatzes berechnet. Die auftretenden Differentialgleichungen müssen

fast immer numerisch gelöst werden (unter Benutzung der Tangenteurmethode statt der genaueren Kuttaschen Methode, um allzu große Rechenarbeit zu vermeiden).“ *W. Linke.*

Friedrich Wilhelm Nitze. Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht, hergeleitet durch stereogrammetrisch vermessene Bahnen von Schwebeballonen. ZS. f. Geophys. 11, 247—271, 1935, Nr. 4/5. Es wurden die Bahnen der bei Dunkelheit beleuchteten Schwebeballone durch Aufnahmen mit zwei in bestimmten Abständen aufgestellten Photoapparaten gleicher Brennweite und unter gleicher Aufnahmerichtung festgehalten und stereogrammetrisch vermessen. Die Art der Auswertung der Bilder, die Apparatur und Arbeitsweise und die Fehlerberechnungen sind ausführlich beschrieben. Mit der angegebenen Methode wurde an wind-schwachen Tagen an einem flachen Hang mit einem Gefälle von 1:13 in den untersten Schichten eine hangab wehende Kaltluftströmung festgestellt, über die, getrennt durch eine Übergangsschicht mit Wirbelbildungen, der wärmere Gradientwind wehte. Bei steigender Windgeschwindigkeit wuchs die Breite der Übergangsschicht, bis bei Windgeschwindigkeiten von über 3 m/sec eine allgemeine Durchmischung eintrat. Bei einem Steilhang mit einem Gefälle von 1:3 wurde im oberen Drittel des Hanges die Existenz eines Zirkulationssystems festgestellt, das nur etwa 5 min andauerte und nach je 12 bis 15 min sich immer wieder neu bildete. Gleichzeitige Temperaturmessungen zeigten, daß im selben Rhythmus „Kaltlufttropfen“ den Hang hinunterströmten. *F. Steinhäuser.*

G. A. Suckstorff. Photogrammetrische Aufnahmen von Strombahnen an Hängen. Verh. d. Phys. Ges. (3) 16, 29—30, 1935, Nr. 2. Die Bahnen von ausgewogenen mit kleinen Lampen versehenen Piloten wurden während verschiedener Strahlungsnächte an steilen und flachen Hängen photogrammetrisch vermessen. Die Strömung zeigte eine Zweiteilung. In den untersten 2 bis 3 m floß die durch Ausstrahlung entstandene Kaltluft talwärts, während die darüber befindliche Warmluft an flachen Hängen der allgemeinen Strömung folgte, hingegen die an Steilhängen hangaufwärts floß (warme Hangzone). Durch gleichzeitige Temperaturmessungen wurde ein stoßartiges Hangabwärtsfließen der Kaltluft festgestellt. *Fritz Hänsch.*

Horst Günther Koch. Temperaturverhältnisse und Windsystem eines geschlossenen Waldgebietes. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 6, 121—175, 1935, Nr. 3. Es ist in vorliegender Arbeit nach Darlegung einiger typischer Vertikalschnitte das horizontale Temperaturfeld eines Waldkomplexes dargestellt. Einflüsse des Bodenreliefs und der Luftpörper auf das Waldklima sind besonders zu beachten. Als letzte Folgerung der klimatischen Eigenheiten des Waldes resultiert ein eigenes Windsystem, das für den Wald erstmalig nachgewiesen werden konnte. *H. Ebert.*

Katharine B. Clarke. Meteorological results during cruise VII of the Carnegie, 1928—1929. S.-A. Dep. of Res. in Terr. Magn., S. 1969—1976, ohne Jahreszahl. An 108 Reisetagen im Atlantischen Ozean und 267 Tagen im Pazifischen Ozean wurden Registrierungen des Luftdrucks, der Meeresoberflächentemperatur, der Temperatur und Feuchtigkeit an Deck und in zwei Höhen darüber und Verdunstungsmessungen gemacht. Die Temperaturabnahme von 3,6 bis 34,6 m über dem Meer war überadiabatisch. Die Meeresoberfläche war meist wärmer als die Luft. Die Differenzen zwischen Luft- und Meerestemperatur erreichten in den Tropen nur selten 1° und überschritten außerhalb der Tropen nur ganz selten 2°.

Über die Luftdruckmessungen siehe diese Ber. 15, 90, 1934. Die Verdunstungswerte wurden aus den Änderungen des Salzgehaltes von Wasserproben bestimmt.

F. Steinhauser.

L. W. Pollak und F. Fuchs. Das UVE-Klima von Prag. Strahlentherapie 54, 138—155, 1935, Nr. 1. Mit dem Ultraviolett-Dosimeter der I. G.-Farbenindustrie, dessen Prinzip von Frankenkburger und Weyde angegeben ist (reversible photochemische Färbungsreaktion), wird die Intensität desjenigen Ultraviolettstrahlungsbereiches gemessen, der das Hauterythem erzeugt (= „UVE-Klima“). Die erhaltenen Resultate zeigen deutlich die Einflüsse von Tages- und Jahreszeit, von Staubgehalt der untersten Luftschichten und — durch Vergleich mit an anderen Orten der Erde gemessenen Werten — die Einflüsse der geographischen Breite, Seehöhe und Lage der Station. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit bisherigen Daten.

Nitka.

Gerhard Seifert. Instabile Schichtungen der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die Wetterentwicklung im Königsberger Gebiet. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 6, 223—379, 1935, Nr. 5. *Dede.*

Rupert Holzapfel. Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland. Meteorol. ZS. 52, 299—300, 1935, Nr. 8. Während H. Petersen das Auftreten der bekannten extrem hohen Temperaturen im Küstengebiet von Grönland damit erklärte, daß er einen ganz Grönland „durchquerenden“ Föhn annahm, glaubt der Verf., daß ein bloßes Abgleiten der Luftmassen schon zu den beobachteten Temperaturen führen kann. Er weist dabei darauf hin, daß, wie die aerologischen Ergebnisse der Expedition von A. Wegener zeigten, die Bodenbeobachtungen keine Anhaltspunkte für die Lufttemperaturen auch nur in geringer Höhe geben, da vom Boden weg meist eine sehr starke Inversion herrscht.

F. Steinhauser.

Helge Petersen. Bemerkungen zu dem vorstehenden Artikel von Herrn Dr. R. Holzapfel. Meteorol. ZS. 52, 300—301, 1935, Nr. 8. Der Verf. weist darauf hin, daß er den „durchquerenden“ Föhn nicht als normale Föhnerscheinung für Grönland angegeben habe; er glaubt aber, daß es doch auch Fälle von so starker Temperaturerhöhung gibt, daß sie durch eine gewöhnliche absteigende Strömung nicht erklärt werden können. Dazu führt er Beispiele an. *F. Steinhauser.*

Werner Pflugbeil. Die 20tägige Welle des Winters 1928—29. Mit 26 Karten, 14 Figuren und 4 Tabellen. 54 S., 1935; auch Diss. *Dede.*

Heinrich Thielebein. Die Niederschlagsverhältnisse, beurteilt nach geordneten Monatswerten. Meteorol. ZS. 52, 294—298, 1935, Nr. 8. Der Verf. ordnet die Monatssummen des Niederschlags für einen bestimmten Ort nach abnehmender Größe in zwölf Stufen an, bildet die Mittelwerte aus einer 40jährigen Beobachtungszeit und drückt die einzelnen Stufenmittelwerte in Prozente der Jahresmenge aus. Die Untersuchung wurde für 266 Stationen, die in 24 Klimagruppen eingeteilt waren, vorgenommen. Diese Anordnung gestattet einen guten Einblick in die Art der Verteilung der Jahresniederschlagsmenge auf einzelne Monate in den verschiedenen Gebieten. Zur Charakterisierung der Verteilung eines bestimmten Stufenwertes auf verschiedene Monate in den verschiedenen Jahren

wird der Häufigkeitswert $H = \sum_{x=1}^{12} \frac{r_x x}{n}$ eingeführt, wo r die Häufigkeitszahlen des

Eintritts des betreffenden Stufenwertes in jedem Monat, und zwar nach abnehmender Größe geordnet, bedeutet und n die Anzahl der Beobachtungsjahre ist. *F. Steinhauser.*

Rudolf Höhn. Über die Ursache der Niederschlagsschwankungen in Europa und ihre Beziehungen zu anderen meteorologischen Faktoren. Mit 11 Tabellen, 13 Figuren und 13 Karten. 64 S., ohne Angabe der Jahreszahl. Verf. behandelt zunächst den von Humphreys (1914) festgestellten Zusammenhang, der zwischen der amerikanischen Temperatur und den europäischen Niederschlägen bestehen soll. Es wurde gefunden, daß dieser Zusammenhang nur in Mitteln über längere Zeiträume und in Schwankungen von längerer Dauer vorhanden ist. Im zweiten Teil der Arbeit werden die Ursachen der Niederschlagsschwankungen in Europa und der Temperaturschwankungen in Nordamerika erforscht. Mit Hilfe der durch viele Messungen gewonnenen Erkenntnisse erklärt Verf. die Zusammenhänge durch Zirkulationsschwankungen. Wesentlich sind dabei für Schwankungen kürzerer Dauer die Verlagerungen des Zirkulationsstreifens, die die vorwiegend negativen Jahreszeitenkorrelationen in Nordwestengland, Mitteleuropa und Ostseegebiet bedingen. Die positiven Korrelationen, die sich teilweise bei den geglätteten Jahresmitteln ergeben, stellen die Einwirkung des Gradienten dar. Denn in längeren Zeiträumen dürfte die Normallage des Zirkulationsstreifens häufiger sein. Bei dieser hat aber der Gradient einen stärkeren Einfluß sowohl auf die nordamerikanische Temperatur als auch die europäischen Niederschläge; infolgedessen können sich in Mitteln über längere Zeiträume positive Korrelationen ergeben, die allerdings in Zeiten sehr starker und häufiger Verlagerungen gestört sein können. *H. Ebert.*

G. Kunze. Rhythmische Erscheinungen in der Hagelhäufigkeit. Meteorol. ZS. 52, 259—261, 1935, Nr. 7. Auf Grund der Meldungen von Hagelschaden bei Versicherungsgesellschaften in den Jahren 1932 bis 1934 wird für Deutschland ein 23-, 11- und 5 $\frac{1}{2}$ -tägiger Rhythmus im Verlauf der Hagelhäufigkeit festgestellt. Aus dem Vergleich der zu den Haupthageltagen gehörigen Wetterkarten wird gefolgert, daß aus dem Bild der täglichen Wetterkarte als Darstellung der Großwetterlage keine treffsichere Hagelvoraussage abgeleitet werden kann. Vor Ausbruch von Hagelwettern werden meist nur geringe Luftbewegungen oder Windstille beobachtet, während Gewitterfronten mit starken präfrontalen Winden nur selten Hagel bringen. In den letzten 24 Stunden vor Ausbruch von Hagelwettern fällt der Luftdruck meist langsam und unruhig, während auf plötzlichen Luftdruckfall fast nie Hagelwetter folgten. *F. Steinhäuser.*

K. Büttner und E. Sutter. Die Abkühlungsgröße in den Dünen. Rückstrahlungen verschiedener Bodenbedeckungen für ultraviolette und gesamte Sonnenstrahlung. Ergebnisse einer Studienreise nach Satteldüne-Amrum. Strahlentherapie 54, 156—173, 1935, Nr. 1. Die physiologische Abkühlungsgröße als Maß des Klimagefühles wurde am Rande und im Kessel der Dünen auf Amrum registriert und unter Berücksichtigung der Luft- und Bodentemperatur, Wind und Strahlung diskutiert; auch die Rückstrahlung verschiedener Bodenbedeckungen für ultraviolette und totale Sonnen- und Himmelsstrahlung wird ermittelt. *Nitka.*

F. Baur und H. Philipps. Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel im Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien. 2. Mitteilung: Ausstrahlung, Gegenstrahlung und meridionaler Wärmetransport bei normaler Solarkonstante. Gerlands Beitr. 45, 82—132, 1935, Nr. 1. Mit Hilfe der Schwarzschildschen Differentialgleichungen werden unter Verwendung von Näherungsformeln für die vertikale Verteilung der Temperatur,

Feuchtigkeit und Bewölkung und von komplexen Absorptionskoeffizienten, die nach drei Werten für verschiedene Wellenlängenbereiche abgestuft sind, die Formeln für die vertikalen Strahlungsströme in jedem Punkt der Lufthülle der Erde für Zonen von 10° Breite abgeleitet. Die Lösung der Gleichungen wird zur Bestimmung der effektiven Ausstrahlung des Systems Erde und Lufthülle an der oberen Grenze gegen den Weltraum und zur Berechnung der Gegenstrahlung zum Erdboden bzw. der effektiven Ausstrahlung der Erdoberfläche für Januar, März, Juli und September ausgewertet. Die durch die Sonnenstrahlung der Erde und Lufthülle im Jahresmittel der ganzen Nordhalbkugel zukommende Wärmemenge W_{EA} von $0,281 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ wurde der berechneten effektiven Ausstrahlung \bar{U} in den Weltraum gleich gefunden. Als Strahlungsbilanz der Atmosphäre ergibt sich bei Annahme einer außeratmosphärischen Sonnenstrahlung von 100 % im Jahresmittel der ganzen Nordhalbkugel für die kurzwellige Strahlung: Absorption der Erde 27 % an direkter und 16 % an indirekter Strahlung, Reflexion in den Weltraum von Wolken und Boden 33 % an direkter und 9 % an indirekter Strahlung; für die langwellige Strahlung: Ausstrahlung vom Erdboden in die Lufthülle 120 %, von dort Ausstrahlung in den Weltraum 58 % und Gegenstrahlung zur Erdoberfläche 96 %, Konvektionswärmestrom zur Erde 4 % und Kondensations- bzw. Verdunstungswärme 23 %. Aus dem Wärmeüberschuß $W_{EA} - U$ und der Wärmespeicherung in Boden, Meer und Luft wurde für die vier Unterabschnitte des Jahres der Wärmetransport über die einzelnen Zehnerbreitengrade und aus der Verdunstungswärme und der zonalen jährlichen Regenmenge der zonale Wasserdampftransport berechnet. Zusammenfassend werden die Ergebnisse besonders hinsichtlich der jahreszeitlichen und zonalen Verteilung besprochen. Die Abweichung der Verteilung der Ausstrahlung von der von Simpson berechneten ist zum Teil sehr bedeutend. *F. Steinhauser.*

Erich Süßenberger. Neue Untersuchungen über die nächtliche effektive Ausstrahlung. Gerlands Beitr. 45, 63—81, 1935, Nr. 1. Gleichzeitige Messungen der nächtlichen effektiven Ausstrahlung mit einem Ångströmschen Pyrgeometer und mit einem Linkeschen Rotationsaktinometer zeigten, daß die Pyrgeometermessungen bei stärkerem Wind zu niedrige Werte liefern. Die Beziehung zwischen Ausstrahlungsgröße und Dampfdruck in Bodennähe ist oft sehr verschieden; durch Beziehung ärologischen Beobachtungsmaterials konnte aber die Abhängigkeit der effektiven Ausstrahlung von der vertikalen Verteilung des Dampfdruckes und der Temperatur gezeigt werden. Ein Vergleich der gemessenen Ausstrahlungswerte mit den nach dem zweiten Strahlungspapier von Mügge und Möller berechneten zeigte, daß bei 0 bis 60° und bei 70 bis 85° Zenitdistanz die berechnete effektive Ausstrahlung etwas zu groß ist. Messungen aus 7 m Höhe mit einem gegen den Boden geneigten Aktinometer ergaben eine Ausstrahlung gegen den Erdboden, die um so größer war, je mehr das Aktinometer gegen den Boden geneigt war. Es zeigt sich darin schon die Wirkung der Gegenstrahlung der untersten Luftschicht. *F. Steinhauser.*

C. G. Abbot. Solar radiation and weather studies. Smithsonian Misc. Coll. 94, Nr. 10, 89 S., 1935. *Dede.*

Ferdinand Steinhauser. Über die Ergebnisse der bisherigen Strahlungsmessungen im Mittelländischen und Roten Meer, im Indischen Ozean und im Südchinesischen Meer. Meteorol. ZS. 52, 284—288, 1935, Nr. 8. Auf Grund der Ergebnisse von vier Strahlungsmessfahrten auf nahezu derselben Strecke vom Mittelländischen bis zum Südchinesischen Meer

wurden mit Hilfe der Linke'schen Trübungsfaktoren Strahlungsprofile entworfen. Die geringste Trübung war im Mittelländischen Meer, sehr starke Trübung zur Zeit des SW-Monsuns im Roten Meer, namentlich im südlichen Teil und im westlichen Teil des Indischen Ozeans. In der Übergangszeit vom NE-Passat zum SW-Monsun war im Roten Meer und Indischen Ozean die Trübung gering. Besonders hoch war die Trübung im Gebiet des Suezkanals. Diese Unterschiede lassen sich nicht durch den verschiedenen Wasserdampfgehalt der Luft allein erklären, es ist vielmehr anzunehmen, daß eine zusätzliche Staubtrübung, die von nahen Wüstengebieten herangeführt wird, wirksam ist. Für die einzelnen Meere werden mittlere Tagesgänge der Trübungsfaktoren abgeleitet.

F. Steinhauser.

R. Latarjet. L'activité biologique du rayonnement solaire et l'ozone atmosphérique. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 110 S., 1935, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 376.] Die Ultraviolettabsorption des Ozons fällt im Sonnenspektrum mit dem biologisch besonders interessanten Gebiet von 2900 bis 3300 Å zusammen. Verf. berechnet die Beeinflussung der biologischen Aktivität der ultravioletten Sonnenstrahlung durch die Veränderungen der Ozonschicht in der Atmosphäre. Wenn die Ozonschicht sich von 2 auf 4 mm verändert, vermindert sich die biologische Aktivität der Strahlung wie 1 : 3,5. Unter Annahme einer 3 mm dicken Ozonschicht erhält man eine Tagesveränderung der Strahlungsaktivität bis zum 17fachen, wenn die Sonne im Zenit 25° Höhe über dem Horizont hat.

Rajewsky.

A. R. Meetham and G. M. B. Dobson. The Vertical Distribution of Atmospheric Ozone in High Latitudes. Proc. Roy. Soc. London (A) 148, 598—603, 1935, Nr. 865. In Fortsetzung früherer Arbeiten (s. diese Ber. 15. 1975, 1934) wird festgestellt, daß die mittlere Höhe des Ozons bei höherer Breite niedriger ist. So ist über Tromsø die Höhe 21 km, während sie in der Schweiz etwa 30 km beträgt.

H. Ebert.

R. A. Robb and T. R. Tannahill. The Lunar Atmospheric Pressure Inequalities at Glasgow. Proc. Edinburgh 55, 91—96, 1935, Nr. 1. Die Registrierungen des Glasgower Barographen sind unter Beachtung der Mondzeiten durchgearbeitet und die mittleren täglichen Ungleichheiten für verschiedene Gruppen von Jahren und Jahresabschnitte analysiert worden.

H. Ebert.

S. Chapman. The Lunar Tide in the Earth's Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 151, 105—117, 1935, Nr. 872. Verf. hat die ihm erreichbaren Bestimmungen der Atmosphärengezeiten durch den Mond zusammengestellt, systematisch bearbeitet und theoretisch zu erfassen versucht. In den graphischen Darstellungen werden behandelt die geographische Gezeitenverteilung, die Abhängigkeit der Amplitude und Phase von der Breite, sowie vom Monat und endlich die Abhängigkeit der jährlichen Gezeitenveränderungen von der Breite.

H. Ebert.

R. G. Veryard. Some Observations on the Thermal Structure of Cumuliform Cloud. Scient. Not. India Meteorol. Dep. 6, 87—112, 1935, Nr. 64. Aus Beobachtungen der Temperatur innerhalb und außerhalb der Kumulus- und kumulusähnlichen Wolken in den Jahren 1932 und 1933 bei Peshawar, Kohat und Risalpur wird geschlossen, daß bei Auflösung der Wolke ihre Temperatur niedriger als die der umgebenden Luft ist, beim Wachsen aber eindeutige Verhältnisse nicht vorliegen, wenn auch meistens eine höhere Temperatur gegenüber der Umgebung gefunden wurde. Übersättigung ist nicht mit Sicherheit festgestellt.

H. Ebert.

J. Fuchs. Der Aufbau der Stratosphäre nach elektrophysi-
kalischen Untersuchungen. Meteorol. ZS. 52, 278—284, 1935, Nr. 8.
Bestimmungen der vertikalen Grenzwellenlänge für die *F*-Region der Ionosphäre
(das ist jene kleinste Wellenlänge, die bei gegebener maximaler Elektronendichte
gerade noch zur Erde reflektiert werden kann) geben die Möglichkeit, die Elek-
tronendichte dieser Schicht zu $N = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ zu berechnen. So große Elektronen-
dichte kann aber in Höhen über 200 km nicht mehr von molekularem Stickstoff,
Sauerstoff oder Wasserstoff erzeugt werden, und es ist daher anzunehmen, daß dort
die Gase in atomarem Zustand sind. Aus den Messungen der Grenzwellenlänge
läßt sich auch als Höhe des Niveaus maximaler Elektronenerzeugung
250 km ableiten, für welche Höhe unter der Annahme atomaren Sauerstoffs bei
einer Temperatur von 400° ein Druck von $2 \cdot 10^{-7} \text{ mm Hg}$ berechnet wird. Aus
Beobachtungen der Hals-Echo wird für das Niveau maximaler Elektronen-
dichte eine Höhenlage von 330 km und ein Luftdruck von $2 \cdot 10^{-9} \text{ mm Hg}$ bestimmt.
Schließlich wird für das Niveau maximaler Polarlichthäufigkeit in 100 km ein Luft-
druck von $5 \cdot 10^{-3} \text{ mm Hg}$ berechnet. Die durch diese drei Punkte gezogene Kurve
der Luftdruckabnahme mit der Höhe zeigt, daß in Höhen über 200 km weder eine
Helium- noch eine Wasserstoffatmosphäre vorhanden sein kann, da sonst dort der
Luftdruck wesentlich höher sein müßte. F. Steinhauser.

H. von Ficker. Der Einfluß der Stratosphäre auf die Wetter-
entwicklung. Naturwissensch. 23, 551—555, 1935, Nr. 32. Verf. weist auf die
Notwendigkeit hin, bei der Wetterprognose den Einfluß der Stratosphäre zu be-
rücksichtigen. Man ist zur Zeit auf indirekte Methoden zur Überwachung der
Stratosphäre angewiesen, da die Methode der Radiosonden zu kostspielig ist. Der
augenblickliche Stand der Kenntnis ist in dem Satz zusammengefaßt: Wenn das
Barometer steigt und wenn es gleichzeitig wärmer wird, so kommt schönes Wetter
oder bestehendes Schönwetter ist noch von Bestand. H. Ebert.

P. Moltchanoff. Temperaturschwankungen in den hohen Schichten
der Troposphäre. Meteorol. ZS. 52, 263—264, 1935, Nr. 7. Durch täglich
zweimalige Radiosondenaufstiege in Sloutzk wurden in Schichten oberhalb 8000 m
Höhe Temperaturschwankungen bis zu 15 bis 18° festgestellt, die, mit einer täg-
lichen Periode beginnend, allmählich in tiefere Schichten vordrangen und dabei
ihre Periode auf zwei bis drei Tage verlängerten. Daß es sich hierbei nicht um
Fälschungen der Temperaturangaben durch die Einstrahlung handeln kann, be-
weist, daß die Maxima häufig gerade nachts auftraten. Zur Erklärung der großen
Temperaturschwankungen verweist der Verf. auf Einbrüche von kosmischem
Staub in die Atmosphäre, der allmählich in tiefere Schichten absinkt. F. Steinhauser.

Adolphe Lepape et Georges Colange. Composition de l'air de la strato-
sphère. C. R. 200, 1871—1873, 1935, Nr. 22. Es wird durch Analyse von Luft-
proben aus Höhen zwischen 9 und 17 km gezeigt, daß die wesentlichsten Ver-
hältnisse in der Zusammensetzung der Luft für alle Höhen (vom Erdboden an
gerechnet) die gleichen bleiben. H. Ebert.

Kurt Wegener. Die Temperatur des Weltraums T_0 nach astro-
nomischen Beobachtungen. Gerlands Beitr. 45, 189—194, 1935,
Nr. 1/2. Der Verf. berechnet aus astronomischen Temperaturbeobachtungen
und unter Berücksichtigung der Solarkonstante und der Albedo auf den einzelnen
Planeten die mittlere effektive Strahlungstemperatur ihrer Umgebung und stellt
eine Temperaturzunahme in der Richtung gegen die Sonne fest. Als mittlere

effektive Strahlungstemperatur des Weltraumes in bezug auf die Erde ergibt sich danach ungefähr 150°.

F. Steinhäuser.

Takuzô Sakai. A New Theory of the Anomalous Propagation of Sound Waves at a Short Distance. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 17, 240—273, 1935, Nr. 7. Im Anschluß an Beobachtungen von J. Kölzer (Ver. Preuß. Meteor. Inst. 10, 3, 1932) über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre, wenn die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt bzw. abnimmt, werden hier rein theoretisch die Vorgänge bei der Ausbreitung von Explosionswellen behandelt, wobei die Wellenlänge nicht immer sehr klein zum Krümmungsradius der Wellenfront ist, und zwar werden hier zwei homogene Medien mit verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit übereinandergeschichtet angenommen. Ist die Schallgeschwindigkeit unten größer als in der Höhe, dann folgt aus der Theorie, daß im unteren Medium eine Oberflächenwelle längs der Trennschicht läuft mit einer dem oberen Medium entsprechenden Geschwindigkeit. Sie tritt nur auf, wenn die Entfernung von der Schallquelle größer ist als ein Grenzwert, der sich aus der Höhe der Trennschicht, der Temperatur und Windgeschwindigkeit in beiden Schichten berechnet. Die numerische Übereinstimmung mit den Versuchen von Kölzer ist gut. Es zeigt sich auch, daß die Amplitude an der Erdoberfläche berechenbar ist, wenn die Höhe der Trennschicht nicht groß zur Wellenlänge ist. Ferner ergibt sich mehrfache Beugung in der Richtung, in der die Geschwindigkeit im unteren Medium kleiner ist als im oberen. Die Ausbreitungserscheinungen auf große Entfernungen entsprechen diesem Falle.

Lübcke.

L. Gutin. Zur Akustik der Atmosphäre. Phys. ZS. d. Sowjetunion 8, 71—80, 1935, Nr. 1. Bei der Bestimmung der Hörweite einer Schallquelle genügt die Betrachtung des geometrischen Verlaufes der Schallstrahlen nicht. Man muß noch die Krümmung der Strahlen durch Schallbeugung und den Energieverlust durch Schalldämpfung berücksichtigen. Dazu wird aus der Beugung der Schallstrahlen an einer Kugelfläche der Krümmungsradius berechnet. Die Reichweite wird daraus unter Annahme eines Absorptionsfaktors, der mit der Erfahrung übereinstimmt, ausgerechnet, wobei für die numerische Auswertung Näherungslösungen unter Einschaltung graphischer Darstellungen gegeben werden. Für das Beispiel einer Schallquelle in 10 m Höhe, einer Schalleistung von 500 Watt bei $f = 500$ Hertz und einer Temperaturschichtung der Luft von $0,5^\circ\text{C}$ für 100 m Höhenzunahme errechnet sich bei Annahme eines Dämpfungskoeffizienten von 0.5 für 1000 m die „geometrische“ Reichweite zu 1,5 km, die „physikalische“ Reichweite in zweiter Annäherung zu 7,5 km. — In einem Anhang wird die richtige Formel für die Ausbreitung mit der hier benutzten physikalischen Annäherung verglichen und in einem praktisch genügend großen Bereich in hinreichender Übereinstimmung gefunden.

E. Lübcke.

J. Duclaux. Mesures des coefficients d'absorption de l'atmosphère. I. Méthode. Journ. de Phys. et le Radium (7) 6, 323—328, 1935, Nr. 7. Die übliche Bestimmung des Absorptionskoeffizienten ist für die Ermittlung des Absorptionskoeffizienten der Atmosphäre wegen ihrer großen Durchlässigkeit nicht anwendbar. Die beschriebene Methode gründet sich auf die photographische Ermittlung des Kontrastes zwischen einem etwa 26 km entfernten Zielpunkt und dem dahinterliegenden Himmelsteil. Die photographischen Aufnahmen werden mit annähernd monochromatischem Licht, das durch Farbfilter erhalten wird, in etwa sieben Farben vorgenommen.

Appuhn.

Theodore Lyman. The Transparency of the Air Between 1100 and 1300 Å. Phys. Rev. (2) 48, 149—151, 1935, Nr. 2. Die Durchlässigkeit der Luft für

den Wellenlängenbereich von 1100 bis 1250 Å eines Entladungsfunkens wurde mit einem thermolumineszenten Schirm vom Calciumsulphat und Mangansulphat unter Verwendung eines Fluorit- und eines Lithiumfluoridkristalls als Filter nachgewiesen. Es wurde auch festgestellt, daß Calciumsulphat, gemischt mit einigen Prozent Mangansulphat, bei Bestrahlung mit Licht vom Wellenlängenbereich 140 bis 1300 Å Thermolumineszenz zeigt.

F. Steinhauser.

Herbert Schober und Hugo Watzlawek. Messung der täglichen und jährlichen Schwankung der Länge des ultravioletten Sonnen- und Himmelsspektrums im Zenit für Wattens in Tirol. Meteorol. ZS. 52, 289—294, 1935, Nr. 8.

Dede.

V. Nobile. Sulla possibilità di nuovi indirizzi della teoria della refrazione astronomica e di occasionali contributi alla fisica dell'atmosfera. I. Lincei Rend. (6) 21, 615—620, 1935, Nr. 9. Der Aufbau einer ausreichenden astronomischen Refraktionstheorie zur Korrektur der gemessenen Sternkoordinaten ist durch unsere Unkenntnis der physikalischen Konstitution der Erdatmosphäre erschwert. Eine vereinfachte Theorie setzt einen mechanischen Gleichgewichtszustand voraus, der mit dem Mechanismus der Konvektionsströme und mit der Stabilisierung der Gasgemische in der Troposphäre nicht vereinbar ist. Aber auch mit diesen vereinfachenden Annahmen kann eine sichere Berechnung der Korrektur nicht durchgeführt werden, da die Physik der Atmosphäre für die Beziehung zwischen Brechungsvermögen, Dichte, Druck, Temperatur und Höhe nur drei Gleichungen liefert, so daß das Integral für die Korrektur nicht gelöst werden kann. Da aber durch die zahlreichen Beobachtungen der Wert für diese Korrektur empirisch genau bekannt ist, berechnet der Verf. aus diesen Werten die Koeffizienten der ersten Glieder der Entwicklung dieses Integrals. Hierdurch wird es möglich, Aussagen über die Physik der Atmosphäre zu gewinnen. Über den Gang der Berechnung der Höhe der Atmosphäre werden in dieser ersten Mitteilung nähere Angaben gemacht.

Schön.

N. Richter. Untersuchungen über die atmosphärische Extinction. Astron. Nachr. 156, 77—86, 1935, Nr. 6124. Das angewandte Beobachtungsverfahren besteht darin, daß man einen horizontnahen Stern durch Argelander'sche Stufenschätzung mit einem Zenitstern vergleicht. Dabei wird durch einen Spiegel vor dem einen Auge der Zenitstern scheinbar in den Horizont gebracht und mit dem anderen Auge der Horizontstern anvisiert und dann umgekehrt der Horizontstern in den Zenit gebracht und wieder verglichen. Einige Beobachtungsreihen, die die Leistungsfähigkeit der angewendeten Methode zeigen, sind in Tabellen wiedergegeben. Die mittleren Fehler eines beobachteten Extinktionswertes waren $\pm 0^m,15$ und für große Zenitdistanzen $\pm 0^m,22$. Rote Sterne werden bei großen Zenitdistanzen z erheblich mehr geschwächt als weiße, bei $z = 65^\circ$ ist die Differenz 0 und bei kleineren z erscheinen die roten Sterne um einen geringen konstanten Betrag heller, was durch das Purkinjische Phänomen erklärt wird.

F. Steinhauser.

H. Sebastian. Sicht und Sichtbestimmung. Gerlands Beitr. 45, 35—62, 1935, Nr. 1. Nach einer Übersicht über die verschiedenen sonst verwendeten Definitionen wird die Sichtweite als die Entfernung definiert, bei der der Kontrast des Zieles gegen seine Umgebung die relative Unterschiedsschwelle der Empfindung erreicht. Als Vorgänge, die die Sichtweite beeinflussen, werden besprochen: 1. die optische Trübung der Luft als Folge von Unterschieden der

optischen Dichte, die die Luft in bezug auf ihr Lichtbrechungsvermögen inhomogen machen (Wärme-, Wind- und Feuchteschlieren); 2. mechanische Lufttrübung durch Kondensationsprodukte des Wasserdampfes und durch Staub und Rauch; 3. physikalische Vorgänge (Absorption, Zerstreuung, Albedo des Luftplanktons und der den Luftraum einschließenden Flächen); 4. subjektive Faktoren bei Augenbeobachtungen (Helligkeits- und Farbempfindlichkeit des Auges, Adaption des Auges, Abweichungen vom normalen Sehvermögen, psychische Einstellung des Beobachters). Besonders zu unterscheiden ist zwischen Horizontal-, Vertikal- und Schrägsicht, Tag-, Nacht- und Dämmerungssicht, Objekt- und Feuersicht. Über die bisherigen aus der Literatur bekanntgewordenen theoretischen Untersuchungen und über Sichtschätzung und Sichtmessungen wird zusammenfassend berichtet.

F. Steinhäuser.

P. Gruner. Internationale Dämmerungsbeobachtungen. Meteorol. ZS. 52, 306—307, 1935, Nr. 8. Es werden die Dämmerungsbeobachtungen (Purpurlicht, Erdschatten, Gegendämmerung, Alpenglühen), die im Winter 1934 auf Fanaråken (2098 m, 61° 31' n. B.) gemacht wurden, mit den Beobachtungen auf dem Jungfraujoch verglichen. Das Purpurlicht dauerte auf Fanaråken im Mittel 36 min, begann bei 3,5° und endete bei 7,0° Sonnentiefe. Die größte Höhe (35°) erreichte es bei 4,2° und die größte Intensität (2,7) bei 4,6° Sonnentiefe. Der Verlauf des Aufstiegs der obersten Grenze des Erdschattens bei 1 bis 5° Sonnentiefe auf 17° Höhe und des Abfallens der obersten Grenze des Dämmerungsscheines von 40° Höhe bei 6 bis 3,2° Höhe bei 14° Sonnentiefe wird angegeben. Das Ende der astronomischen Dämmerung war bei 17,8° Sonnentiefe.

F. Steinhäuser.

Hellmut Berg. Haloerscheinungen unter dem Horizont. Meteorol. ZS. 52, 305—306, 1935, Nr. 8. Bei einem Wetterflug in Köln wurden in 4100 bis 4500 m Höhe in einem Cirrusschleier eine helle Untersonne, eine fast genau so helle farbige rechte Nebensonne und durch beide gehend ein nahezu geschlossener weißer Kreis bis zum Gegenpol (unterer Horizontalkreis) beobachtet. Die große Lichtstärke der unteren Nebensonne spricht dafür, daß es sich nicht um eine sekundäre Haloerscheinung handeln kann, die durch die Untersonne erzeugt wurde, sondern daß sie primär als Kombination von Brechung und Spiegelung erzeugt wurde.

F. Steinhäuser.

F. Schmid. Das Zodiakallicht vom 47. Breitengrad Nord bis 39. Breitengrad Süd. Gerlands Beitr. 45, 5—34, 1935, Nr. 1. Auf zwei Reisen wurden Beobachtungen und Untersuchungen der tropischen Dämmerung und ihrer Beziehung zum Zodiakallicht, der Veränderungen des Zodiakallichtes hinsichtlich Form, Lichtverteilung, Farbe, Intensität, seiner jeweiligen Sternbedeckung, seiner Ebene und Parallaxe, der nächtlichen Eigenbewegung des Gegenscheines und der Lichtbrücke angestellt. Die Ergebnisse werden mit Beobachtungen in der Schweiz verglichen. Für das erste Purpurlicht ergaben sich als Mittelwerte für den Eintritt, das Maximum und das Ende im Wendekreisgürtel 3,6, 5,2 und 7,1°, in der Schweiz aber entsprechend 2,6, 3,9 und 5,5° Sonnendepression; für das zweite Purpurlicht waren die entsprechenden Werte im Wendekreisgürtel 8,6, 10,4 und 12,6° und in der Schweiz 6,9, 8,8 und 10,5° Sonnentiefe. Die Lage der Zodiakallichtachse und der Sternbedeckung der ganzen Pyramide ist geographisch und zeitlich von der Stellung des Beobachters zur Ekliptik abhängig. Das Zodiakallicht wandert mit dem Beobachter. Die Zodiakallichtparallaxe wird durch die Wirkung der atmosphärischen Extinktion unbestimmbar. Die nächtliche Eigenbewegung des Zodiakallichtes ist auf eine Mischung von Perspektive und Extinktion zurückzuführen. Im äquatorialen Teil der

Erde fehlt sie nahezu oder ganz. Auf keinem Punkt der Erde kann der ganze optisch wirksame Teil der Lichtbrücke überblickt werden. Es handelt sich dabei um Extinktion der Schattenkegelluft. Der Verf. sieht in den Ergebnissen seiner Reisebeobachtungen neue Stützen für die tellurische Natur des Zodiakallichtes.

F. Steinhauser.

R. Süring. Die leuchtenden Nachtwolken. Naturwissensch. 23, 555—557, 1935, Nr. 32. Die seit etwa 1885 bekannten Beobachtungen leuchtender Nachtwolken hat besonders der Berliner Astronom Jesse, später der Norweger Störmer gefördert. Im Jahre 1934 hat E. H. Vestine neben eigenen Beobachtungen von leuchtenden Wolken in Meanook in Kanada 1933 eine Zusammenstellung aller ihm bekannt gewordenen Beobachtungen von leuchtenden Nachtwolken, Vulkanausbrüchen, Meteorfällen, Kometen in der Zeit von 1885 bis 1933 veröffentlicht. Vestine kommt zu dem Schluß, daß ein kosmischer Ursprung der leuchtenden Nachtwolken am wahrscheinlichsten ist. Diese Ansicht würde sich mit der von Störmer, Bachhouse, Jensen, Malsch decken. Demgegenüber meint Verf., daß aus der Statistik Vestines hervorgeht, daß sowohl kosmische als auch irdische Auswurfprodukte leuchtende Nachtwolken hervorbringen können. Allerdings bietet die Statistik nur wenige Stützen für die Annahme eines Zusammenhangs zwischen Meteoren, Kometen und leuchtenden Nachtwolken.

H. Ebert.

R. Schumann. Über die Bedeutung der Mittelwasserorte als Punkte am Geoid. ZS. f. Geophys. 11; 193—196, 1935, Nr. 4.5.

K. Jung.

Karl Jung. Geophysikalische Methoden zum Aufsuchen wichtiger Rohstofflager. Chem.-Ztg. 59, 425—427, 1935, Nr. 42. Eine allgemeinverständliche Darstellung der wichtigsten geophysikalischen Aufschlußmethoden.

K. Jung.

St. v. Thyssen. Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene. ZS. f. Geophys. 11, 212—220, 1935, Nr. 4/5. Schwerewerte, die mit einem neueren Thyssen-Gravimeter über einer Salzstruktur westlich von Walsrode gemessen wurden, werden mitgeteilt und mit den Ergebnissen von Drehwaagemessungen verglichen. Aus den Gravimetermessungen kann das Isogammenbild mit größerer Sicherheit hergeleitet werden als aus den von lokalen Störungen stark beeinflussten Gradienten. Wie sich zeigt, ist das Gravimeter zur Spezialuntersuchung verhältnismäßig gering gestörter Gebiete geeignet. Als mittlerer Fehler einer Einzelmessung wird $\pm 0,31$ Milligal angegeben.

K. Jung.

E. G. Bilham. A humidity slide rule. Journ. scient. instr. 12, 318—322, 1935, Nr. 10. Auf Grund der Sprungschen Gleichung wird die Anordnung eines Rechenstabes beschrieben. Mit ihm können Dampfdruck, Taupunkt, relative Feuchtigkeit und Feuchtigkeitsgehalt (auch bei verschiedener Ventilation am Psychrometer) in bequemer Weise berechnet werden.

H. Ebert.

Geophysikalische Berichte

F. Spiess. Henrik Mohn. Zur hundertsten Wiederkehr seines Geburtstages. Ann. d. Hydrogr. 63, 181—182, 1935, Nr. 5.

H. Thorade. Henrik Mohn und die Entwicklung der Meereskunde. Ann. d. Hydrogr. 63, 182—186, 1935, Nr. 5.

Dannmeyer. Zum siebzigsten Geburtstag Carl Dornos. Ann. d. Hydrogr. 63, 283—284, 1935, Nr. 7.

A. Mey. Professor Dr. W. Grosse †. Ann. d. Phys. 63, 363—364, 1935, Nr. 9.

Bericht über die 58. Chronometer-Wettbewerbprüfung (1934/35) in der Deutschen Seewarte. Ann. d. Hydrogr. 63, 281—283, 1935, Nr. 7. Dede.

E. L. M. Burns and R. H. Field. A plotter for high oblique air photographs. Canad. Journ. Res. 13, 22—33, 1935, Nr. 2. Es handelt sich um ein Gerät zur Aufzeichnung von Landkarten kleineren Maßstabes aus Luftbildaufnahmen, die unter ziemlich schiefer Richtung aufgenommen wurden. Das Gerät ist ziemlich einfach konstruiert und soll durchaus nicht mit hochwertigeren Geräten gleicher Art konkurrieren. Die Verf. beschreiben den Aufbau des Gerätes, seine Wirkungsweise und die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten. J. Flügge.

K. Feussner. Beiträge zur Absolut-Pyrheliometrie. I. Untersuchungen an dem Potsdamer Absolut-Pyrheliometer in seiner ursprünglichen Form. Meteorol. ZS. 52, 318—326, 1935, Nr. 9. Es wird über genaue und kritische Untersuchungen der Wirkungsweise des zur Beurteilung der Richtigkeit der bisher verwendeten Pyrhelioskale neu geschaffenen Absolut-Pyrheliometer von Tingwaldt berichtet. Das Pyrhelioskale besteht im Prinzip aus zwei ganz gleichartigen Rührwasserkalorimetern, von denen abwechselnd das eine durch Strahlung erwärmt und das andere elektrisch geheizt wird, wobei durch eingeführte Thermoelemente der Zustand gleicher Wärmezufuhr angezeigt wird; dabei wird bei kürzeren Meßreihen nicht ein stationärer Zustand erreicht, sondern es wird eigentlich nur die Erwärmungsgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Strahlung und der Heizung gemessen. Vergleichsmessungen mit einem Ängströmschen Kompensationspyrheliometer in Davos und mit einem Silverdisk-Pyrheliometer in Potsdam lieferten noch unbefriedigende Angaben des Tingwaldtschen Instrumentes. Laboratoriumsversuche zeigten, daß die Ursache hierfür vor allem in dem ungleichen Erwärmungsvorgang im bestrahlten und im geheizten Kalorimeter zu suchen ist. Durch den Rührer wird auch keine vollkommene Zirkulation des Wassers im Kalorimeter bewirkt. Eine Neukonstruktion, die diese Mängel vermeiden soll, wird angekündigt. F. Steinhäuser.

S. Gradstein. Nomogramme für die Abkühlungs- und Austrocknungsgrößen. Meteorol. ZS. 52, 340—342, 1935, Nr. 9. Es werden Nomogramme zur Bestimmung von drei in der medizinischen Klimatologie wichtigen Größen angegeben: für die trockene Abkühlungsgröße auf Grund der Gleichung $A_t = (0,22 + 0,25 v^{2/3}) (36,5 - t)$, für die feuchte Abkühlungsgröße nach Rohditzsch $A_f = (0,22 + 0,25 v^{2/3}) (123,7 - 2,038 e - t)$ und für die Austrocknungsgröße nach Knoche $S = 1,38 H(v) G(t)/e$, wo v die Windgeschwindigkeit in m/sec, t die Lufttemperatur, e die absolute Feuchtigkeit in mg/cm³ und $H(v)$ und $G(t)$ Funktionen bedeuten, die in Tabellen wiedergegeben sind. F. Steinhäuser.

Arnold Schumacher. Kippthermometertafeln, Neuberechnet auf Grund der Formeln von W. Hansen. Ann. d. Hydrogr. 63, 237—239,

1935, Nr. 6. Hilfstafeln für Kippthermometer sind unter Zugrundelegung der Hansenschen Näherungsformeln neu berechnet worden. *H. Ebert.*

W. Immler. Die Grad-Uhr. Ann. d. Hydrogr. 53, 245—247, 1935, Nr. 6. Vererhebt die Forderung, auch die Zeit im Bogenmaß zu messen und den Grad in Zehntel zu unterteilen. Dadurch würden Berechnungen zu astronomischen Ortsbestimmungen und die dazu nötigen Tabellenwerke wesentlich vereinfacht werden können. *H. Ebert.*

Friedrich Reinhold. Die einheitliche Durchführung von Niederschlagsmessungen. Gesundheits-Ing. 58, 692—700, 1935, Nr. 46. Für alle die Stellen, die Niederschlagsbeobachtungen für gewässerkundliche oder wasserwirtschaftliche Zwecke, für die Stadtentwässerungstechnik und Städtereinigung, den landwirtschaftlichen Wasserbau oder aus sonstigen praktischen oder wissenschaftlichen Gründen ausführen, ist eine Anweisung für eine einheitliche Durchführung von Niederschlagsmessungen herausgegeben. Es werden im ersten Teil die Behandlung der Apparate, im zweiten die Schneesondermessungen mitgeteilt. Zum Schluß folgen zwei entsprechende Kurzanweisungen. *H. Ebert.*

Růžena Kotová. Mesure des coefficients du couplage auprès des oscillations de deux pendules de torsion, accouplés par ia déviation. S.-A. Publ. Fac. d. Sciences Univ. Masaryk 1935, S. 11—19, Nr. 216. (Tschechisch mit französischer Zusammenfassung.) An der Mitte des Waagebalkens einer Drehwaage (1. Art) ist der Torsionsfaden einer zweiten Drehwaage aufgehängt. Die Theorie dieses Instruments wird entwickelt, insbesondere wird gezeigt, wie man die Kopplungskoeffizienten des schwingenden Systems bestimmen kann. *K. Jung.*

Josef Zahradníček. Dynamische Meßmethode des Gravitations-erdfeldes. S.-A. Publ. Fac. d. Sciences Univ. Masaryk 1935, S. 1—10, Nr. 216. (Tschechisch mit deutscher Zusammenfassung.) Bisher wurden die Komponenten des Schweregradienten und der Krümmungsgröße statisch durch Aufzeichnung der Ruhelage der Eötvösschen Drehwaage bestimmt. Es kann auch die dynamische Methode der Bestimmung aus den Schwingungszeiten des Waagebalkens von Vorteil sein. *K. Jung.*

Ilmari Bonsdorff. Über das Verhalten der Invardrähte. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 108—121, Helsinki 1935. Vier Invardrähte von Carpentier (Nr. 634—637) wurden in den Jahren 1923 bis 1933 bei zahlreichen Basismessungen verwendet, in den Zwischenzeiten wurden 27 Eichungen vorgenommen. Die aus Laboratoriumsmessungen in Breteuil berechneten Temperaturformeln haben sich als zuverlässig erwiesen. Durch Spannen und Aufrollen auf die Trommeln werden die Drahtlängen in systematischer Weise verändert. 100 Spannungen verkürzen die Drähte im Mittel um $4,0 \pm 1,9 \mu$, 100 Rollungen verlängern die Drähte im Mittel um $4,2 \pm 1,3 \mu$. Mit der Zeit verlängerten sich die Drähte im Mittel um 12μ pro Jahr. Die nicht systematische Längenänderung zwischen je zwei Eichungen betrug im Durchschnitt $\pm 22 \mu$. In den ersten Jahren war sie größer, später geringer, vermutlich weil das Personal im Anfang noch nicht so gut geübt war wie gegen Ende der Basismessungen. Mit ausführlichen Zahlenangaben werden weitere Einzelheiten mitgeteilt. *K. Jung.*

Seidel. Die Vergleichsbasis des Reichsamts für Landesaufnahme in Potsdam und die Basismessung 1932 auf Rügen. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 122—141, Helsinki 1935. Enthält ausführliche Angaben über das Meßverfahren, das Beobachtungs-

programm, die Auswahl und das Verhalten der Meßdrähte, die Längen der Potsdamer Vergleichsbasis, der Basis des Geodätischen Instituts in Potsdam und der Basis auf Rügen, Fehlerbetrachtungen und eine Beschreibung der neuen Vorrichtungen zum Spannen und Aufrollen der Meßdrähte. *K. Jung.*

S. A. Larionoff. Die Praxis der geodätischen Basismessungen in der USSR. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 142—150, Helsinki 1935. *K. Jung.*

A. A. Michailov. Ein statischer Schweremesser. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 232—239, Helsinki 1935. Der Apparat beruht auf dem Barometerprinzip und ist dem statischen Schweremesser von Haalck sehr ähnlich. Dem konstant gehaltenen Druckunterschied zweier abgeschlossener, mit trockener Luft gefüllter Gasräume hält eine Quecksilbersäule die Waage, über deren Menisken sich eine leichte Indikatorflüssigkeit (Vaselinöl) befindet. In Höhe der Quecksilberspiegel ist das U-förmig gebogene Barometerrohr erweitert und läuft weiter oben in Meßkapillaren aus, in denen sich die Menisken der Indikatorflüssigkeit befinden. Die Meßkapillaren stehen senkrecht. Abgelesen wird mit einem Mikroskop. Zur Temperaturkompensation dient eine Erweiterung des einen Gasraums, die zum Teil mit einer genau berechneten und abgemessenen Menge einer Kompensatorflüssigkeit (Quecksilber) angefüllt ist. Das Gehäuse des Apparats ist dreifach, der Raum zwischen den beiden äußeren Wänden kann mit Wasser angefüllt werden, das von zwei Rührern umgerührt werden kann. Es liegen noch nicht genug Erfahrungen zu Angaben über die Genauigkeit vor. Es wird erwartet, daß mit dem beschriebenen Versuchsinstrument etwa ± 10 Milligal erreicht werden. *K. Jung.*

M. Molodensky. Zur Aufgabe der Berücksichtigung des Mitschwingens des Stativs bei Gegeneinanderschwingen zweier Pendel. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 307—318, Helsinki 1935. Ausgehend von den Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} d^2 \psi_1 / dt^2 + (n_1^2 - 2 n_1 \gamma_1) \psi_1 - 2 n_1 \gamma_2 \psi_2 &= 0, \\ d^2 \psi_2 / dt^2 + (n_2^2 - 2 n_2 \gamma_2) \psi_2 - 2 n_2 \gamma_1 \psi_1 &= 0 \end{aligned}$$

(ψ_1, ψ_2 Pendelausschläge; n_1, n_2 Frequenzen; γ_1, γ_2 Koeffizienten des Mitschwingens) werden neue Formeln für die Korrektur des Mitschwingens bei Pendelmessungen abgeleitet, die für beliebige Phasenunterschiede und Amplitudenverhältnisse gültig sind. *K. Jung.*

Wiktor Plesner. Die Erfahrungen mit den Eisensignalen bei der Triangulation I. Ordnung. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 340—344, Helsinki 1935.

E. Warchalowski. Einige Versuche über die Fehler und die Genauigkeit des Präzisionsnivelements. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 358—366, Helsinki 1935. *K. Jung.*

Karl Jung. Geoid und Schwere. ZS. f. Verm. 64, 550—561, 1935, Nr. 18. Erweiterte Wiedergabe eines Vortrags, den der Verfasser vor der Abteilung Ia, Geodäsie und Geophysik, der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte im September 1934 in Hannover gehalten hat. Es werden die potentialtheoretischen Beziehungen zwischen der Gestalt des Geoids und dem Schwerfeld dargestellt, und die neuesten Untersuchungen über Normalschwere und Abplattung, Geoidundulationen, Schwereanomalien werden mitgeteilt. Das neueste Schwereverzeichnis führt auf Abplattungswerte von etwa 1:293; die Geoidundulationen haben nach Berechnungen von R. A. Hirvonen im allgemeinen Beträge von weniger als

± 100 m, ihre Verteilung scheint die Elliptizität des Äquators zu bestätigen und eine geringe Überkompensation der nahezu isostatisch ausgeglichenen Erdkruste anzudeuten.

K. Jung.

N. Idelson. Über die Bestimmung der Figur der Erde aus Schwerkraftmessungen. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 9—23, Helsinki 1935. Die Theorie der Bestimmung der Niveauflächen aus Schweremessungen hat bereits Stokes vollständig entwickelt. In den bekannten Stokesschen Integralausdruck oder ihm gleichwertige Reihenentwicklungen sind nach der Freiluftformel reduzierte Schwerewerte einzusetzen. Die Reduktion von Poincaré-Prey läßt sich mit der Stokesschen Formel nicht vereinbaren und führt zu falschen Ergebnissen.

K. Jung.

R. A. Hirvonen. Die Größe der Geoidundulationen. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 24—31, Helsinki 1935. Eine kurz gefaßte Übersicht über die von Helmert und Prey ausgeführten synthetischen Berechnungen der Geoidgestalt und die von Schweremessungen ausgehenden Untersuchungen Ackerls und des Verf. Die Abweichungen des Geoids von der Figur der normalen Erde betragen im allgemeinen weniger als 100 m und bestätigen die Annahme isostatischen Aufbaus der Erdkruste.

K. Jung.

N. Dneprowski. Der Zeitdienst in der USSR. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 32—52, Helsinki 1935.

K. Jung.

E. Nørlund. Untersuchungen über die Genauigkeit relativer Schweremessungen mit dem Holweck-Lejay Pendel. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 224—231, Helsinki 1935. Mit den Holweck-Lejay-Pendeln Nr. 31, 41, 51 wurden etwa 2000 Messungen in Kopenhagen und auf den Schwere-Referenzstationen Madrid, Lissabon, Basel, Paris, Breteuil, Potsdam, Stockholm, Helsinki ausgeführt. Die Pendel hatten Schwingungsdauern von 5,33, 5,13, 7,43 sec. Der mittlere Fehler einer Einzelmessung betrug auf den verschiedenen Stationen $\pm 0,9$ bis $\pm 1,6 \cdot 10^{-3}$ sec bei Pendel 41 und $\pm 1,9$ bis $\pm 4,9 \cdot 10^{-3}$ sec bei Pendel 51. Die entsprechenden mittleren Fehler der aus Einzelmessungen berechneten Schwerewerte sind $\pm 3,7$ bis $\pm 5,8$ Milligal und $\pm 2,7$ bis $\pm 6,9$ Milligal. Bei Pendel 31, von veralteter Konstruktion, waren die Fehler größer. Systematische Fehler kommen von kleinen unregelmäßigen Schwankungen der Schwingungsperiode, sie bestimmen die Genauigkeit der Messungen. Beim Transport der Pendel haben sich die Schwingungszeiten nicht merkbar geändert. Die Ergebnisse werden als zufriedenstellend bezeichnet. Es ist zu erwarten, daß bei Verwendung mehrerer Pendel eine rasche Vermessung eines begrenzten Gebietes durchgeführt werden kann. Die vorliegende Konstruktion des Holweck-Lejay-Pendels vermag jedoch die Sterneck-Pendel nicht zu ersetzen, da die zeitlichen Änderungen der Schwingungsdauer eine häufige Eichung der Holweck-Lejay-Pendel an Stationen mit gut bekanntem Schwerewert nötig machen.

K. Jung.

L. W. Sorokin. Bestimmung der Schwerewerte auf dem Schwarzen Meere. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 240—278, Helsinki 1935. Ein von Fechner (Potsdam) gebauter Vierpendel-Haubenapparat mit Invarpendeln wurde durch Umbau der optischen Brücke so hergerichtet, daß der von einer punktförmigen Blende ausgehende Lichtstrahl nacheinander die Spiegel einander gegenüberhängender Pendel trifft und somit eine Registrierung nach der Methode von Vening Meinesz möglich wird. Eine einfache Vorrichtung unterbricht den Lichtstrahl im Takt zweier Chronometer. Der Pendelapparat, die Chronometer und das Registriergerät wurden auf gemeinsamer Unterlage in einem Unterseeboot kardanisch aufgehängt. Der Aufbau der Apparate,

das Beobachtungsverfahren der Pendelmessungen und der Uhrgangbestimmungen werden ausführlich beschrieben. Die Bearbeitung der Ergebnisse geschah nach der von Vening Meinesz entwickelten Methode. In den Jahren 1930 und 1933 wurden mehrere Reisen im Schwarzen Meer ausgeführt. Die Ergebnisse werden in übersichtlichen Tabellen angegeben. Der mittlere Fehler der Schwerwerte wird auf ± 4 bis ± 5 Milligal geschätzt.

K. Jung.

L. W. Sorokin. Schwerebestimmungen mit Beobachtungen kurzer Dauer. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 287—306, Helsinki 1935. Der Lichtstrahl, mit dem die Pendelschwingungen in einfacher Weise photographisch aufgezeichnet werden, wird im Takt eines Kontaktchronometers von einem elektromagnetisch angetriebenen leichten Hebelarm abgedeckt und im Takt funkentelegraphischer Zeitzeichen von dem Spiegel eines Resonanzrelais abgelenkt. Chronometerschläge und Zeitsignale erscheinen dann als Unterbrechungen bzw. scharf einsetzende Verbreiterungen der Pendelregistrierung. Ablesungen des Pendelausschlags dienen zur Berechnung des störenden Einflusses von Unregelmäßigkeiten des Filmtransports. Pendelapparat, Empfangsgerät und Registrierapparat werden beschrieben. Die Genauigkeit der Registrierungen gestattet es, mit Pendelschwingungen von 1 bis 2 Stunden Dauer auszukommen. Ergebnisse auf einigen Pendelstationen werden angegeben.

K. Jung.

G. Nørgaard. Statische Schweremessungen auf See und Land. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 279—286, Helsinki 1935. Das Prinzip des Apparats wurde bereits auf der sechsten Tagung der Baltischen Geodätischen Kommission (Verh. S. 211 f.) beschrieben. Der Schweremesser ist eine Kombination eines Barometers und eines Aräometers. Das Barometer bildet einen Bestandteil des Schwimmers, dessen Volumen mit der Quecksilberhöhe veränderlich ist, so daß Schwereänderungen sich durch Änderungen der Eintauchtiefe bemerkbar machen. Mit einem verbesserten Apparat ist es gelungen, reproduzierbare Messungen der Schwerkraft auf der Ostsee (Kopenhagen—Bornholm, Kopenhagen—Malmö) und auf der Insel Seeland vorzunehmen. Berechnete und gemessene Werte des Eötvös-Effektes stimmen gut überein, ebenso berechnete und gemessene Werte bei Messungen in verschiedenen Stockwerken desselben Gebäudes. Die mittleren Fehler der Einzelmessungen liegen zwischen ± 1 und ± 2 Milligal.

K. Jung.

A. Orlow. Über die Dreiachsigkeit des Trägheitsellipsoids der Erde aus Breitenbeobachtungen. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 319—339, Helsinki 1935. Aus den Beobachtungen des Internationalen Breitendienstes 1900 bis 1912 wird hergeleitet, daß die Chandler'sche Polbewegung auf einer Ellipse vor sich geht. Je nachdem, ob die Radien der Polbahn oder die Winkelgeschwindigkeiten der Rechnung zugrunde gelegt werden, erhält man für die Exzentrizität der Polbahnellipse $e = 0,40 \pm 0,04$ oder $e = 0,38 \pm 0,02$. Die große Achse liegt im Meridian $\alpha = 132 \pm 5^\circ$ oder $\alpha = 130 \pm 4^\circ$. Hier-nach muß die große Äquatorachse des Trägheitsellipsoids der Erde im Meridian $\alpha - 90 = 41^\circ$ liegen. Dies stimmt mit den Untersuchungen Heiskanens gut überein.

K. Jung.

E. Kohlschütter. Über die ersten Erfahrungen mit den Quarzuhren des Preußischen Geodätischen Instituts. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 345—357, Helsinki 1935. Die beiden Quarzuhren des Geodätischen Instituts Potsdam sind nach den von Scheibe und Adelsberger in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entwickelten Quarzuhren in der Werkstatt des Geodätischen Instituts gebaut. Ihr Aufbau und

ihre Wirkungsweise werden beschrieben. Die Gangänderungen waren bereits in den ersten Monaten so gering, daß die Zeithaltung mehr als zehnmal so genau war wie bei den besten Pendeluhrten. Sie reicht jedoch noch nicht zu Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde aus. *K. Jung.*

A. D. Archangelski. Über die Beziehungen zwischen dem geologischen Aufbau und den Schwereanomalien im Europäischen Teil der USSR. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 367—378, Helsinki 1935. An Hand einer Karte der Schwereanomalien und einer geologisch-tektonischen Skizze werden die Zusammenhänge zwischen dem geologischen Aufbau und dem Schwerfeld eingehend dargestellt. *K. Jung.*

I. Kasanskij. Ein praktischer Versuch der gravimetrischen Bestimmung der Lotabweichungen. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 388—429, Helsinki 1935. Aus den von Vening Meinesz abgeleiteten Integralformeln zur Bestimmung der Lotabweichungen aus Schweremessungen werden Methoden für die praktische Berechnung entwickelt. Sie werden ausführlich dargestellt und erstmalig auf ein zusammenhängendes Gebiet, die Umgegend von Moskau, angewandt. Die aus Schwerewerten abgeleiteten Lotabweichungen sind mit astronomisch-geodätisch gemessenen in guter Übereinstimmung. Das günstige Ergebnis läßt erwarten, daß die Schweremessungen in Zukunft noch vielfältigere Bedeutung für die Geodäsie haben werden als bisher. Im Zusammenhang mit dem neuen Anwendungsgebiet ist die Lösung einer Reihe von Problemen und Aufgaben nötig, die vorwiegend die Schwerereduktionen und die isostatischen Verhältnisse betreffen. *K. Jung.*

Otto Hahn und Hans-Joachim Born. Das Vorkommen von Radium in nord- und mitteldeutschen Tiefenwässern. Naturwissensch. 23, 739—740, 1935, Nr. 43. Veranlassung zu der Untersuchung gab das in norddeutschen Salzlagerstätten häufig beobachtete reichlichere Vorkommen von Helium sowie die Tatsache, daß bei der Kristallisation von Alkalihalogeniden aus bleihaltigen Lösungen das Blei in der festen Phase angereichert wird. Enthält die ursprüngliche Salzlösung das Bleiisotop RaD , so reichert sich auch dieses in den auskristallisierenden Alkalichloriden an und bildet über das α -strahlende Polonium die Quelle des Heliums. Es wurden deshalb Wasserproben in der Nähe der norddeutschen Salzlagerstätten auf ihren Radiumgehalt untersucht. Dabei wurden Proben aus den Erdölbohrungen bevorzugt, weil bei diesen Bohrungen die gewünschten Wasserhorizonte am besten erschlossen werden. Die Proben hatten mittlere Radiumgehalte von $7 \cdot 10^{-13}$ bis $55 \cdot 10^{-13}$ g Ra/cm^3 . Dieser Radiumgehalt übertrifft in seinen höheren Werten den der stärksten bisher in Deutschland bekannten Radiumquelle von Heidelberg, die $17,9 \cdot 10^{-13}$ g Ra/cm^3 enthält. Auch in Rußland sind in den letzten Jahren in Tiefenwässern aus Erdölgebieten Radiumgehalte von $7 \cdot 10^{-13}$ bis $1,83 \cdot 10^{-11}$ g Ra/cm^3 festgestellt. Weiter wird darauf hingewiesen, daß zwischen dem Gehalt des Wassers an Calcium und dem an Radium ein Zusammenhang besteht, was Rückschlüsse auf die Herkunft des Radiums ermöglicht. *Dede.*

Reginald A. Daly. Testing a theory of earth's interior. Journ. Washington Acad. 25, 389—399, 1935, Nr. 9. Nach der vom Verf. im Jahre 1933 in seinem Buche „Igneous Rocks and the Depths of the Earth“ aufgestellten Theorie über die Konstitution des Erdinnern besteht die Erde aus folgenden vier Schichten: 1. eine obere, etwa 75 km dicke, kristalline Schicht von beträchtlicher Richtigkeit; 2. eine glasige, basaltische Unterschicht, weniger als 400 km dick; 3. eine glasige Silikatschale, basischer als 2. (etwa 2300 km), und, nach einer großen Diskontinuität, 4. ein wahrscheinlich aus metallischem Eisen bestehender Kern (etwa

8500 km). Die Rigkeit der Schichten 2 bis 4 ist verschwindend klein, das Verhalten gegen Scherkräfte bei 1 — elastisch, bei 2 bis 4 — elastisch zäh, wobei der Kern möglicherweise auch flüssig ist. Im folgenden sucht der Verf. mehrere Einwände zu entkräften, die gegen das Modell — dünne feste Oberschicht auf einem elastisch zähen Innern — erhoben werden könnten, wobei er unter anderem die Gestalt der Erde als dreiachsiges Ellipsoid anzweifelt und die tiefe Lage von Erdbebenherden, sowie die Existenz der Peneplains als nicht im Widerspruch zu seiner Theorie stehend ansieht; der Ansicht von Barrelet und Jeffreys, daß die sich auf über 1000 km erstreckenden Schwereanomalien für das Vorhandensein einer mehrere 100 km dicken, starren Oberschicht sprechen, begegnet er mit der Feststellung, daß mit der Zunahme der Zahl der gravimetrischen Vermessungspunkte in Nordamerika die gestörten Gebiete in vielen Fällen beträchtlich zusammenschrumpfen. — Zur Bestätigung seiner Vorstellung über den Aufbau der Erde führt der Verf. dreierlei an: 1. die Tatsache der Deformation der Erdoberfläche unter dem Einfluß der sich im Pleistozän mehrfach bildenden und verschwindenden Eiskappen; 2. die in der Tiefe herrschende hohe Temperatur verhindert eine Kristallisation, es bildet sich unterhalb von 75 km eine glasige Silikatschale, deren Existenz durch Aufzeichnungen gewisser Beben bestätigt wird; 3. endlich ist Daly der Ansicht, daß die Vorgänge der Orogenese, der Verwerfungs- und der Gesteinsbildung an Hand seines Modells am besten gedeutet werden können. *N. Weger.*

J. P. Jacobsen. Unterliegt die Höhendifferenz zweier fester Punkte bei Hornbaek und Gjedser einer jährlichen Variation? Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 151—169, Helsinki 1935. Aus Pegelständen in Hornbaek und Gjedser und aus Beobachtungen des Oberflächenstroms bei dem an der engsten Stelle des Sundes, zwischen Helsingör und Helsingborg, verankerten Feuerschiff „Lappegrund“ hat D. La Cour geschlossen, daß die Höhendifferenz der Pegelnullpunkte mit einer jährlichen Periode und einer Doppellamplitude von 12 cm schwankt. Wie der Verf. nachweist, können die Strömungsverhältnisse bei Lappegrund nicht als maßgebend für den ganzen Sund angesehen werden. Zu besseren Ergebnissen gelangt man mit der Annahme, daß der Strom beim Feuerschiff „Drogden“ dem mittleren Transitstrom des Sundes entspricht. Hiermit findet man, daß die Pegelnullpunkte in Kopenhagen und Gjedser wahrscheinlich etwa 1 bis 2 bzw. 3 bis 4 cm höher als der Nullpunkt des Pegels von Hornbaek liegen, und es liegt kein Grund vor, eine jährliche Schwankung der Höhenunterschiede anzunehmen. Der Strom bei Lappegrund besteht aus zwei Komponenten, dem Transitstrom des Sundes und einem Feldstrom, der von Dichteunterschieden im nördlichsten Teil des Sundes hervorgerufen ist. Mit dieser Annahme stimmen auch die von La Cour beobachteten Beziehungen zwischen den Wasserständen in Korsör und Slipshavn und dem Strom bei Lappegrund überein. *K. Jung.*

J. Leonhardt. Neue Beobachtungen und Anschauungen über Salzmetamorphose und Salztektonik. S.-A. Fortschr. d. Min., Krist. u. Petrogr. 19, 37—39, 1935. Kurze Zusammenfassung der Versuche über natürliche Rekristallisationsvorgänge in Salzgesteinen, ferner Versuche über Druckfestigkeiten und Salzmetamorphose, die verschiedene tektonische Umwandlungsprozesse erklären. *Tollert.*

F. J. W. Whipple. Recent Advances in Seismology. Nature 136, 782—784, 1935, Nr. 3446. *Dede.*

H. R. Müller. Vergleich von Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels bei Sprengungen. ZS. f. Geophys. 11, 111—115, 1935, Nr. 3. Für Sprengungen in kurzen Entfernungen in Ton und Buntsandstein

werden Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels der *P*-Wellen verglichen. Es zeigt sich, daß sich Geschwindigkeitssprünge im Ton beim Erfassen einer zweiten Schicht auch im Gang des Emergenzwinkels deutlich ausprägen. Amplitudenbetrachtungen können hiernach, wie an Hand der Versuchsergebnisse 1934 vorgenommener Versuche nachgewiesen wird, direkt zu Geschwindigkeitsmessungen benutzt werden.

Bollé.

F. Rixmann. Untersuchungen über die Abhängigkeit der Bodenbewegung bei Sprengungen von der Ladung. ZS. f. Geophys. 11. 197—207, 1935, Nr. 4/5. Zum Studium der Abhängigkeit der Wellenlänge der Erdbebenwellen von der Entfernung sind Sprengungen besonders geeignet, weil man den Abstand der Beobachtungsstellen beliebig klein wählen kann. Da aber für wachsende Abstände auch wachsende Sprengladungen angewandt werden müssen, ist eine Untersuchung des Einflusses der Ladung erforderlich. Zu diesem Zweck wurden auf dem Muschelkalk des Heiberges bei Göttingen Versuche vorgenommen, bei denen Abstand von Sprengherd und Beobachtungsstelle konstant (105 m) gehalten, die Ladungen aber von 150 bis zu 3000 g Donarit I bzw. Schwarzpulver gesteigert wurden. Die Energie der Wellen nimmt bei gut durchfeuchtem Sprengort proportional mit der Ladung zu, bei trockenem Sprengort sind die Amplituden viel kleiner. Die aus den Amplituden der drei Komponenten berechneten Azimut- und Emergenzwinkel zeigen keine Abhängigkeit von der Ladung. Eine systematische Änderung der Perioden der einzelnen Wellen mit der Ladung tritt nicht ein.

Bollé.

A. P. Crary, Maurice Ewing and E. B. Douglas. Propagation of Elastic Waves in Lake Ice. Phys. Rev. (2) 47, 797, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Auf dem Eis eines Sees wurden in Abständen von 400 bis 2000 Fuß mit elektrischem Seismographen die drei Komponenten der Erschütterung bei Detonation von Sprengkapseln registriert und die Amplituden und Phasenbeziehungen der drei Komponenten ermittelt. Longitudinale, transversale und Biegungswellen wurden beobachtet. Für jede Art war die Bewegung am größten in der entsprechenden Ebene.

Bollé.

Maurice Ewing, A. P. Crary and E. B. Douglas. Dispersion in Flexural Waves in Lake Ice. Phys. Rev. (2) 47, 797, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die vertikale Komponente der Bewegung wurde bei ähnlichen Versuchen wie die vorstehend mitgeteilten durch drei Seismographen an verschiedenen Stellen des Wellenzuges der Biegungswellen gemessen. Die einzelnen Wellenkämme konnten über erhebliche Entfernungen verfolgt und Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten bestimmt werden.

Bollé.

B. Gutenberg and C. F. Richter. On seismic waves. (Second Papers.) Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 280—360, 1935, Nr. 3. Auf Grund eines umfangreichen Materials von Registrierungen wurden statistische und theoretische Untersuchungen über Amplituden, Perioden und Geschwindigkeiten der Erdbebenwellen angestellt und daraus Folgerungen abgeleitet. Die Perioden der Vorläufer nehmen in Herdnähe mit wachsender Entfernung zu, was aber bei Herdentfernungen über 2000 km im allgemeinen nicht mehr der Fall ist. Die Registrierungen von Pasadena zeigen, daß sowohl normale Beben wie auch Beben mit tiefem Herd aus bestimmten Epizentralgebieten meist denselben Anfang (Kompression oder Dilatation) zeigen, woraus auf einen gleichartigen Mechanismus geschlossen wird. Das Verhalten der Laufzeitkurven ihrer Ableitungen und der Zusammenhang mit den Amplituden und den Wellengeschwindigkeiten in der Tiefe wird eingehend untersucht. Theoretisch hängt das Amplitudenverhältnis PP/P wesentlich von der Wellengeschwindigkeit an der Reflexionsstelle ab. PP soll bei Reflexion am Sima schwächer sein als bei Reflexion am Kontinentalboden (größter Unterschied in 45° Herd-

entfernung; das Amplitudenverhältnis von *PP* ist dort $\frac{1}{3}$). Reflexionen der *PP*-Wellen im Gebiet südlich der Galapagosinseln und im Atlantischen und Indischen Ozean lassen auf eine kontinentale Kruste in diesen Gebieten schließen, deren Dicke nicht klein gegenüber der Wellenlänge von 20 km sein kann. Im Polarbecken scheint stellenweise die kontinentale Kruste ganz zu fehlen oder nur sehr dünn zu sein. Die Messungen der *PPP*-Amplituden bestätigen die Ergebnisse. Es werden die Formen der Seismogramme, die für verschiedene Herdentfernungen charakteristischen Phasen und das Verhalten von *P* und *S* in Seismogrammen aus kleinen Herdentfernungen ausführlich besprochen. Aus dem Vergleich der Registrierungen von Beben an ungefähr 2° voneinander entfernten Stationspaaren wird geschlossen, daß im Erdmantel von 100 km ab die Wellengeschwindigkeit stetig mit der Tiefe wächst. Das Verhalten der *P*-Wellen in Entfernungen bis 30° und der *PP* und *PPP* in doppelter und dreifacher Entfernung spricht dafür, daß in diesem Bereich keine Wellen auftreten, die eine Unstetigkeitsfläche unter 50 km Tiefe passiert haben. Die Änderung der Wellengeschwindigkeiten und der Poissonschen Konstante mit der Tiefe wird neu berechnet, und es wird, von den obersten 100 km abgesehen, wieder nur eine einzige Unstetigkeitsfläche in 2900 km Tiefe gefunden.

F. Steinhauser.

W. Hiller. Seismische Berichte der Württembergischen Erdbebenwarten 1932, 1933, 1934. Im Anhang zu den Berichten von 1933 und 1934 werden eine größere Anzahl von Beben, deren Herd in der weiteren Umgebung der Württembergischen Stationen liegt, makroseismisch und mikroseismisch näher untersucht. Beim Rastatter Beben vom 8. Februar 1933 wurde eine Herdlinie von etwa 10 bis 15 km Länge festgestellt, wobei der Bruch am westlichen Ende der Linie begann und sich mit Schallgeschwindigkeit bis zum östlichen Endpunkt dicht bei Rastatt fortsetzte. Die Herdtiefe betrug im Durchschnitt 30 km. Die Verteilung von Zug und Stoß bei den *P*-Wellen spricht für einen Scherungsbruch. — Die Beben auf der Schwäbischen Alb und in ihrem nördlichen Vorland teilen sich nach ihrem Herdgebiet in zwei Gruppen. Die einen liegen an einem NW—SE gerichteten Spaltensystem zwischen Hechingen und Sigmaringen, die anderen in dem stark von Spalten zerstückelten Gebiet der tertiären Vulkane bei Urach. Die Herdtiefen gruppieren sich um 5 bis 10 km und um 40 km, wobei die tiefen Herde, die zu den stärkeren Beben gehören, ausschließlich im südlichen Herdgebiet liegen. Flache Herde kommen in beiden Gebieten vor. Die Tiefe der Grenzfläche Granit—Basalt wurde im Gebiet der Schwäbischen Alb zu etwa 20 km bestimmt, die der Hauptunstetigkeitsfläche (untere Grenze der Kontinentalscholle) zu rund 45 km.

Heinrich Jung.

Norwegian publications from the International Polar Year 1932—33. Nr. 2. Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. Nr. 6, 32 S., 1935.

H. Israël-Köhler (vorm. H. Israël). Luftelektrische Messungen in Leiden (Holland). S.-A. Bioklimat. Beibl. 1935, S. 129—133, Nr. 3. *Dede.*

Heinrich Mache und Georg Markstein. Über die Abgabe von Emanation an fließendes Wasser aus radiumhaltigem Gestein. S.-A. Wiener Ber. 144 [2a], 489—492, 1935, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. S. 134. *Scheel.*

Joseph G. Brown. The Local Variation of the Earth's Electric Field. Phys. Rev. (2) 48, 484—485, 1935, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Für 22 Landstationen wurde die mittlere tägliche Ortsvariation des elektrischen Potentialgradienten berechnet. Entsprechend den verschiedenen Breitenzonen stellten sich hierbei auf Grund des Kurvenverlaufs drei besondere Gruppen heraus. *Schmerwitz.*

Joseph G. Brown. A Theory of the Local Variation of the Earth's Electric Field. Phys. Rev. (2) 48, 487, 1935, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Zur Erklärung der örtlichen Schwankung des elektrischen Feldes wird eine Theorie vorgeschlagen, die den Gradienten mit der reziproken Leitfähigkeit und diese mit der Zahl der Kondensationskerne in Verbindung bringt. Auf letztere wirkt der tägliche Zyklus der atmosphärischen Turbulenz ein und verursacht so die 24stündige Periode des erdelektrischen Feldes. *Schmerwitz.*

A. Dauvillier. Etude du champ électrique terrestre, de l'ionisation atmosphérique et du courant vertical au Scoresby Sund, pendant l'Année Polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 6. 420—426, 1935, Nr. 10. Die drei Hauptprobleme der atmosphärischen Elektrizität sind: Die Ursache der Luftionisation, die Aufrechterhaltung des Vertikalstromes und die Vorgänge bei der Blitzentladung. Durch die letzte Polarexpedition ist das erste Problem gelöst worden. Das elektrische Feld zeigte dort einen Jahresmittelwert von 71 Volt/cm mit einem Maximum von 95 Volt/cm im November, ein Minimum von 59 Volt/cm im April/Mai. Die Tagesvariation tritt im Winter sehr klar heraus: Einfache Welle; Maximum 105 Volt/cm um 18 Uhr Gr.; Minimum 72 Volt/cm um 2 Uhr Gr. Auf das Feld haben meteorologische Faktoren, wie Schnee, Regen, Wind, einen Einfluß; Druck, Temperatur und Feuchtigkeit nicht. Keinen Einfluß hat ebenfalls die Nordlichttätigkeit. Die Leitfähigkeit der Luft steht in keiner symmetrischen Beziehung zur Ionenleitfähigkeit beider Vorzeichen. Die tägliche Variation ist reziprok zu der des Feldes. Alle Resultate werden quantitativ durch die Ionisation der kosmischen Strahlen und die Radioaktivität der Sonne erklärt. Nordlichteinfluß auf die Leitfähigkeit besteht nicht. Weiter werden Vertikalstrommessungen erörtert und für den Ursprung kosmische Strahlen vermutet. Das elektrische Feld entsteht durch den Vertikalstrom. Im Scoresby-Sund ist das Feld um die Hälfte geringer als auf den Ozeanen, wahrscheinlich wegen des geringeren Vertikalstromes in den Polargegenden. *Schmerwitz.*

O. Macek. Zur Frage der Anlagerung der Radonotope an Aerosole. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 361—376, 1935, Nr. 4. Bei der Alivertischen Spitzenmethode zur Induktionsmessung werden aus der durch den Apparat gesaugten Luft durch elektrische Spitzenentladung alle geladenen Teilchen und alle ungeladenen Aerosole und damit auch alle angelagerten Induktionsotope abgeschieden, während angenommen wird, daß die freien Radonotope durchgehen. Da sich aber nach Israel ein Teil der Radonotope an Kernen anlagert und mit diesen auch im Spitzenapparat abgefangen wird, müßten durch ihren Zerfall die Resultate der Ionisationsmessungen gefälscht werden, worauf es zurückgeführt werden kann, daß aus den Messungen oft ein zu großer Gehalt der Luft an Thoron abgeleitet wurde. Eingehende Überlegungen über die Möglichkeiten und die Größe des Fehlers zeigen, daß bei Messungen im Freien die Anlagerung von Radonotomen an Aerosole die Ergebnisse der Spitzenmethode nicht fälscht. Erst bei großen Radonkonzentrationen und bei großen Kernzahlen (Messungen in Kellerräumen und dergleichen) wird der Fehler merklich. Zur Vermeidung des Fehlers wird empfohlen, die Auffangelektrode gleich nach Beendigung der Ansammlung in einem schwach erwärmten Ofen abzublasen. Das Verhältnis des Radon- zum Thorongehalt der Kellerluft ist ungefähr 100 000, also mehr als doppelt so groß, wie bisher angenommen wurde. *F. Steinhauser.*

G. Rosa. Über die Adsorption der Ra-Em an Staubteilchen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 277—279, 1935, Nr. 3. Mittels des Ausströmungsverfahrens wurden Versuche mit Luft, die mit Radiumemanation angereichert war, gemacht, die zeigten, daß die Radiumemanation niemals an atmosphärische Staubteilchen gebunden ist. Die Versuchsanordnung wird beschrieben. *F. Steinhauser.*

G. R. Wait. The Intermediate Ion of the Atmosphere. Phys. Rev. (2) 48, 383, 1935, Nr. 4. Neue Untersuchungen über die atmosphärischen Mittelionen in Washington führen zu Ergebnissen, die zum Teil von den bisherigen nicht unerheblich abweichen. Die Beweglichkeit der hier beobachteten Mittelionen variiert zwischen 0,5 (Dampfdruck Null) und etwa $0,05 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$ (Dampfdruck 30 mm), also in ähnlich engen Grenzen wie die der Kleinionen; ihr Spektrum scheint nur eine schmale Bande in dem genannten Beweglichkeitsgebiet zu besitzen; unter normalen Bedingungen werden zwischen ihnen und den Großionen praktisch keine Ionen mehr festgestellt. Ein Übergang in Großionen durch Wachstum wird im Gegensatz zu den Beobachtungen von Pollack nicht beobachtet. Ihr Wiedervereinigungskoeffizient beträgt $7.1 \cdot 10^{-7}$. Der Tagesgang ihrer Anzahl ist dem der Großionen ähnlich. Bei Gewitter ist ihre Zahl besonders hoch und variiert hier gleichsinnig mit der der Kleinionen. — Soweit aus der kurzen Mitteilung zu ersehen ist, handelt es sich hier um eine bisher nicht beachtete (oder nicht überall vorhandene?) Zwischengruppe von Ionen, die größenmäßig den Kleinionen noch nahestehen, ihrer Entstehungsart nach (es wird Anlagerung von Kleinionen an ungeladene Partikelchen entsprechender Größe angenommen) jedoch schon zu den „Sekundärionen“ gehören, ohne indes entsprechend den bisherigen Annahmen über Mittelionen als Vorstufe zu den Großionen aufgefaßt werden zu können.

H. Israël-Köhler.

D. J. Malan, B. F. J. Schonland and H. Collens. Intensity Variations in the Channel of the Return Lightning Stroke. Nature 136, 831, 1935, Nr. 3447. Die weitere photographische Untersuchung des von der Erde zur Wolke rückläufigen Blitzes zeigt, daß dessen Intensität zeitlich schwankt; es lassen sich bis zu sechs Komponenten feststellen mit Zeitabständen von 7 bis $2100 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$. Schon bei der vierten Komponente ist die Intensität auf $1/200$ gesunken. Als Ursache werden Ladungen angenommen, die an der Erdoberfläche auftreten, wenn der rückläufige Kanal Äste des Führungsblitzes erreicht.

Schnitger.

N. S. Subba Rao. Nature of Atmospheric. Nature 136, 683, 1935, Nr. 3443. Verf. hat in Südindien im Oktober und November 1934 Aufnahmen elektrischer Gewitterstörungen gemacht, um weiteres Material für die Entwicklung des Rundfunkempfangs in den Tropen zu schaffen. An einen Empfänger war ein Galvanometer (Schwingungsdauer 1 sec) geschaltet, dessen Ausschläge dann photographisch aufgezeichnet wurden. Eine beigegebene Reproduktion zeigt eine Entladung, die etwa 0,5 sec dauert und die aus fünf getrennten Einzelimpulsen besteht. Dieser „Grobstruktur“ der Impulse ist noch eine „Feinstruktur“ von jeweils 4 bis 12 Komponenten, die bei den Aufnahmen jedoch nur angedeutet sind und erst durch Kathodenstrahloszillographen aufgelöst werden könnten, überlagert. Anschließend Vergleich der Ergebnisse mit Angaben anderer Forscher.

Lüder.

John T. Henderson. Direction finding of atmospheric. Canad. Journ. Res. 13, 34—44, 1935, Nr. 2. Eine automatische Anordnung zur Aufzeichnung niedrigfrequenter Luftstörungen (10 Hertz) wird beschrieben. Durch zwei gekreuzte Rahmenantennen aufgenommen, deren Orientierung Nord-Süd bzw. Ost-West ist, gelangen die entsprechenden Komponenten der Störungen über zwei gleiche Empfänger an die Ablenkungspaare eines Kathodenoszillographen. Die Ablenkung des Fleckes erfolgt dann in einer Richtung, die derjenigen der Störung in der Horizontalebene des Beobachtungsortes entspricht. Ferner wurde mit einer zweiten Apparatur die vorherrschende Ankunftsrichtung bestimmt. Die Beobachtungen erstrecken sich über das Sommerhalbjahr 1934; sie wurden täglich 11 Uhr vormittags 4 min lang ausgeführt. Die Hauptstörrichtung zeigt gewöhnlich auf den (vorderen) Rand eines Tiefdruckgebietes. Hieraus ergeben sich aussichtsreiche

Anwendungen für die Wettervorhersage. Mit der Ansicht, daß die atmosphärischen Störungen einzig und allein von elektrischen Entladungen (Gewitter; Gewitterneigung) herrühren, stehen die Messungen nach sorgfältiger Berücksichtigung der Wetterkarten nicht im Widerspruch.

Adelsberger.

Leiv Harang and E. Tönsberg. The Auroral Observatory at Tromsø ($\varphi = 69^{\circ}39'8''\text{N}$, $\lambda = 18^{\circ}59'9''\text{E Gr.}$). Results of magnetic observations for the year 1934. Publ. Norske Inst. f. Kosm. Fys. Nr. 7, 31 S., 1935.

Dede.

N. W. Rose. Die allgemeine Magnetvermessung der USSR. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 53—61, Helsinki 1935. Ein Bericht über die Organisation und den Fortschritt der im Jahre 1931 begonnenen allgemeinen magnetischen Aufnahme.

K. Jung.

N. N. Trubjatschinski. Geotektonik und Geomagnetismus. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 62—80, Helsinki 1935. Die von Fisk veröffentlichten Karten der säkularen Änderung der erdmagnetischen Elemente werden abgebildet. Wie sich übereinstimmend zeigt, bestehen auf der Erde vier Zentren mit Zunahme positiver Magnetmassen. Durch ausreichende Beobachtungen sind solche Zentren an der Landenge von Panama und in Turkestan festgestellt, weniger sicher zeigen sich die Zentren auf der Tschuktschen-Halbinsel und im Eismeer südlich von Australien. Die Zentren von Panama und Turkestan fallen mit Kreuzungsstellen der alpinischen Geosynklinalen, der östlichen Geosynklinale des Stillen Ozeans und der des Urals zusammen, und es lassen sich noch weitere Beziehungen zwischen Einzelheiten der Säkularvariation und dem Verlauf der Geosynklinalen finden. Es ist anzunehmen, daß mechanische und chemische Umsetzungen am Kontakt von Magma und Erdrinde, die sich in den Gebieten junger Geosynklinalen häufen, wesentlich zu den Erscheinungen der Säkularvariation beitragen. Enge Beziehungen bestehen ferner zwischen dem Verlauf der Isogonen und der Gestalt von Festlandmassiven und Geosynklinalen; sie lassen sich auch in Einzelheiten nachweisen. Die Erklärung erdmagnetischer Erscheinungen wird nur mit Berücksichtigung der Ergebnisse geotektonischer Forschungen gelingen, und es wird die Betrachtung des erdmagnetischen Feldes wichtigen geotektonischen Untersuchungen die Wege weisen können.

K. Jung.

E. V. Appleton and L. J. Ingram. Magnetic Storms and Upper-Atmospheric Ionisation. Nature 136, 548—549, 1935, Nr. 3440. Die maximale Ionisationsdichte in der F_2 -Schicht über Slough, gemessen durch die kritische Durchdringungsfrequenz um Mitternacht, wird verglichen mit den täglichen magnetischen Charakterzahlen nach den Schätzungen in Abinger für die vorangehenden 24 Stunden. Die jahreszeitliche Schwankung der Ionisation wurde berücksichtigt, indem eine glatte Kurve durch die Monatsmittel gelegt wurde; an den Abweichungen der Einzelbeobachtungen von dieser Kurve wurde beurteilt, ob ein einzelner Tageswert zu groß oder zu klein war. Es zeigt sich, daß bei schwacher magnetischer Aktivität die Ionisation übernormal ist, daß aber bei starker Aktivität die kritische Frequenz, und folglich die maximale Elektronenkonzentration, stark herabgesetzt sind. Der Korrelationskoeffizient für die beiden Größen (Abweichung der kritischen Frequenz um Mitternacht vom Normalen und magnetische Charakterzahl) für das Jahr 1934 ist -0.25 , entsprechend dem leicht überwiegenden Einfluß der negativen Korrelation für stärkere magnetische Stürme. Nun würde eine Erhöhung der Ionisation während magnetischer Stürme leicht erklärt werden können durch Injektion solarer ionisierender Teilchen; die tatsächlich beobachtete Erniedrigung der Ionisationsdichte muß also einen anderen

Grund haben, wofür die Hypothese einer Erwärmung und Ausdehnung der Atmosphäre bei der Injektion genannt wird. Die Beziehungen zwischen der mittäglichen Ionisation in den F_1 - und F_2 -Schichten zur magnetischen Aktivität sind auch untersucht worden, aber hier sind die Ergebnisse nicht ganz so einfach: Starke Stürme sind auch am Tage oft mit Erniedrigung der kritischen Frequenz verbunden, aber in einer Anzahl von Fällen war die Frequenz auch erhöht. *J. Bartels.*

Jean Cabannes. La lumière du ciel nocturne d'après les recherches spectrographiques de Dufay et Cabannes (août 1933 — avril 1935). *Helv. Phys. Acta* 8, 405—420, 1935, Nr. 5. In der ausführlichen Untersuchung über das Spektrum des Nachthimmelleuchtens wird dieses mit einem lichtstarken Spektrographen von $F: 0,7$ untersucht. Die erreichte Dispersion beträgt 140 Å/mm bei 4340 , 400 Å/mm bei 5500 und 900 Å/mm bei 6500 Å . Das Nachthimmelleuchten wurde im Bereich 3800 bis 8000 Å untersucht. Zwischen 5100 und 7800 Å wurden zahlreiche schwache Banden oder Linien erhalten, deren Ursprung sich nicht genau festlegen ließ. Auf einer beigegeführten Aufnahme sind zum erstenmal die bekannten roten Sauerstofflinien 6301 und 6364 Å im Spektrum des Nachthimmelleuchtens zu erkennen. Die Linie 6300 Å ist dabei nach den Aufnahmen stärker als die grüne Nordlichtlinie 5577 Å . Zwischen 5100 und 3800 Å treten zahlreiche Banden auf. Diese Banden gehören teilweise zum Vegard-Kaplan-System A—X. Die Banden variieren mit der Jahreszeit, sie zeigen ein Minimum beim Durchgang der Erde durch die Äquatorebene (4. Juni, 8. Dezember). Mit Hilfe eines vor den Spektrographenspalt gesetzten rechtwinkligen Prismas wurde gleichzeitig das Nachthimmelleuchten im Zenit und am Horizont beobachtet. Das Verhältnis Intensität im Zenit : Intensität am Horizont beträgt für die grüne Nordlichtlinie: $2,0$, für die Vegard-Kaplan-Banden: $1,5$. *Frerichs.*

Jean Cabannes et Jean Dufay. Comparaison spectrophotométrique de la lumière zodiacale et de la lumière du ciel nocturne. *C. R.* 201, 696—699, 1935, Nr. 17. Im Zodiakallicht treten die Nordlichtlinie 5577 Å und die Banden des Nordlichtes auf. Eropkin und Kozirev haben nachgewiesen, daß die Nordlichtlinie ihren Ursprung nicht im Zodiakallicht, sondern in dem damit zusammen fotografierten Nachthimmelleuchten hat. Die Verff. bringen diesen Nachweis ebenfalls für die Nordlichtbanden. Zu den Aufnahmen dient ein sehr lichtstarker Quarzspektrograph $F: 0,7$. Durch photographisch-photometrischen Vergleich zwischen Zodiakallicht und Nachthimmelleuchten weisen sie nach, daß das Zodiakallicht keine Spur dieser Banden enthält. Das Spektrum des Zodiakallichtes ist ein reines Fraunhofer-Spektrum, identisch mit dem Sonnenspektrum. *Frerichs.*

Balth. van der Pol. Interaction of radio waves II. *Tijdschr. Nederl. Radiogen.* 7, 93—97, 1935, Nr. 3. Bericht über gegenseitige Beeinflussung von Radiowellen: 30 Beobachter haben 1823 Beobachtungen, verteilt über 467 Verbindungslinien, mitgeteilt. Diese umfassen alle europäischen Radiosender. Störender Sender war immer Luxemburg. 209 Verbindungslinien zeigten ein positives Ergebnis. Die Beeinflussung ist ungefähr gleich groß für kurze (200 bis 600 m) und lange (1000 bis 2000 m) Wellen. Die Beeinflussung ist praktisch null, wenn die Mitte der Verbindungslinie des Beobachters mit dem erwünschten Sender auf mehr als 500 km Abstand vom störenden Sender liegt. In einigen Fällen soll mit mehrfacher Reflexion Rechnung gehalten werden. *de Groot.*

J. H. Dellinger. A New Radio Transmission Phenomenon. *Phys. Rev.* (2) 48, 705, 1935, Nr. 8. Es wird über einen neuen Fading-Effekt bei Kurzwellen berichtet. Der Effekt beruht auf einem plötzlichen Verschwinden von

Signalen auf die Dauer von etwa 15 min; er wurde in diesem Jahre bereits dreimal beobachtet, und zwar in regelmäßigen Abständen von je 54 Tagen nur auf der der Sonne zugekehrten Kugelhälfte der Erde. Die Periodendauer entspricht gerade der doppelten Sonnenrotationsdauer, worin Verf. einen Zusammenhang erblickt. *Nilka.*

W. Dieminger. Über den Zusammenhang zwischen dem Zustand der Ionosphäre und den Ausbreitungserscheinungen elektrischer Wellen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 46, 109—119, 1935, Nr. 4. In der Arbeit wird der Versuch gemacht, Vorgänge in der Ionosphäre in Beziehung zu den Übertragungsbedingungen kurzer elektrischer Wellen (40, 80, 160 m λ) zu bringen. Für die Beobachtung der Ionosphäre (Sender Herzogstand) war praktisch senkrechter Strahleinfall vorhanden, für die Feldstärkeregistrierung (195 km Senderentfernung) ergaben sich Einfallswinkel auf die Ionosphäre von etwa 45° (*E*-Schicht) und 27° (*E*-Schicht). Eine Bodenwelle war in allen Fällen nicht vorhanden. Aus einer Reihe von abnormalen Beobachtungen, die eingehend beschrieben werden, zieht der Verf. den Schluß, daß ein Zusammenhang zwischen den Vorgängen in der Ionosphäre und den Ausbreitungsbedingungen besteht.

Blechschmidt.

William H. Wenstrom. Radiometeorography as applied to unmanned balloons. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 1345—1355, 1935, Nr. 11. Überblick über die bisherige Entwicklung von Meteorographen zur Aufzeichnung von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit: die bekannten Verfahren von Olland, Bureau, Duckert-Telefunken, Moltchanoff und Väisälä. Von den vier Methoden der Sendung Intensitätssteuerung, Änderung der Trägerfrequenz oder der Modulationsfrequenz und der Unterbrechung des Signals hält Verf. das letzte für das beste. Die Sicherheit der Übertragung kann durch Übergang auf kürzere Wellen gesteigert werden. An Einfachheit ist immer noch das erste System von Olland (1875) unübertroffen. Für den Sender wird Kristallsteuerung wegen des höheren Gewichts nicht empfohlen. Für Wellen unter 5 m werden die neuen kleinen Röhren von Thompson und Rose genannt, mit denen der Regenerativ-Oszillator noch unter 1 m Wellenlänge schwingt. Als Antenne ist es vorteilhaft, den Sender am unteren Ende des Halbwellendipols aufzuhängen. Verf. teilt die Radioballone ein in „Pilot-Ballone“ zur Bestimmung der Bewegung der oberen Luftschichten und in Signal („sounding“)-Ballone zur Bestimmung der charakteristischen Größen der oberen Luftschichten mit zwei Ausführungen bis zu 6 und bis zu 30 km. Der Unterschied besteht im Leistungsaufwand des Senders, der thermischen Isolierung, der Skalenfeinheit der Messung usw.

Winckel.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Eclipse effects in the ionosphere. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 1356—1360, 1935, Nr. 11. Aus Messungen der virtuellen Höhen und der kritischen Ionisationsfrequenz der verschiedenen Schichten der Ionosphäre, die während zweier Sonnenfinsternisse in Deal, New Jersey, gemacht wurden, geht hervor, daß das ultraviolette Licht ein wichtiger ionisierender Faktor in den *E*-, *M*-, *F*₁- und *F*₂-Schichten ist. Die prozentuale Abnahme der maximalen ionischen Dichte wurde von der untersten zur obersten Schicht größer, sie war fast 20 % in der *E*-Schicht, 22 % in der *M*-Schicht und 25 % in der *F*₂-Schicht. *Winckel.*

A. M. Skellett. On the correlation of radio transmission with solar phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 1361—1369, 1935, Nr. 11. Aus den Daten der transatlantischen Kurzwellen-Telephon-Verbindung der American Telephone und Telegraph Co. werden positive Wechselbeziehungen zu den charakteristischen Größen des terrestrischen Magnetismus und der Erdströme hergeleitet. Eine graphische Zusammenstellung der Übertragungsverhältnisse läßt eine 27 Tage-Periode erkennen, die Ähnlichkeit hat mit den Karten für terrestrischen Magne-

tismus und Erdströme. Daraus wird eine Methode der Vorhersage hergeleitet, die auf der 27 Tage-Periode basiert. Die vorliegenden Daten zeigen, daß langfristige Vorhersagen auf den 11 Jahre-Sonnen-Zyklus Bezug nehmen können. Dagegen gelang es nicht, solare Teilstörungen mit den individuellen Radiostörungen verschiedener Folgen des 27 Tage-Intervalls in Beziehung zu bringen. Zu diesem Zweck ist eine gleichmäßigere Beobachtung der plötzlichen Aktivität solarer Störungen künftig notwendig. *Winckel.*

G. J. Elias, J. A. de Bruine en M. R. A. Deurvorst. Reflectiehoogte van de ionosfeer. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 7, 85—92, 1935, Nr. 3. Diskussion einiger Beobachtungen der effektiven Reflektionshöhe elektrischer Wellen im Wellenlängenbereich 60 bis 100 m. *de Groot.*

A. Thoma. Untersuchungen und Probleme der Ionosphäre. Auszug aus Vortrag G. J. Elias. Elektrot. ZS. 56, 1085—1087, 1935, Nr. 40. Nach einer Übersicht über neuere theoretische Arbeiten teilt Verf. Untersuchungen seines Instituts in Delft mit: Der Reflexionskoeffizient, bestimmt durch das Verhältnis der Maxima und Minima des Interferenzeffekts, beträgt bei $\lambda = 75$ m gegen Mittag 0,1 bis 0,2, morgens und abends das Achtfache. Für $\lambda = 50$ bis 100 m ist der Koeffizient unabhängig von der Wellenlänge, bei Wellen unter 50 m nimmt die Reflexion ab, bei 150 bis 200 m hört sie über Tag auf, bei längeren Wellen nimmt sie zu. Die aus der Echozeit bestimmte effektive Höhe ergab die Feststellung dreier Schichten: 1. eine am Tage in 200 bis 250 km Höhe, 2. eine in der Nacht in 350 bis 400 km Höhe stark veränderlich; sie kann nicht als Fortsetzung der Tagesionisation angesehen werden, wie Appleton meint, 3. eine in 100 km Höhe mit dem Häufigkeitsmaximum um 20 Uhr. Die Reflexion bei Tage verschwindet um so später, je länger die Wellenlänge. Die von de Bruijsse beobachteten Reflexionen werden als Folge der größeren Intensität der Korpuskularstrahlung in Grönland gedeutet. Die Beobachtung verdoppelter reflektierender Schichten ist als magnetischer Effekt zu deuten. Unter vereinfachender Annahme über Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante werden die Verhältnisse bei der Reflexion elektromagnetischer Wellen mathematisch behandelt. In der Diskussion konnten verschiedene Übereinstimmungen mit den Beobachtungen der Tromsø-Expedition der Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens festgestellt werden. *Winckel.*

G. J. Elias. Untersuchungen und Probleme der Ionosphäre. Elektr. Nachr.-Techn. 12, 318—325, 1935, Nr. 10. (Vgl. hierzu vorstehendes Ref.)

Theodore R. Gilliland. Multifrequency ionosphere recording and its significance. Proc. Inst. Radio Eng. 23, 1076—1101, 1935, Nr. 9. Vgl. ferner Bur. of Stand. Journ. of Res. 14, 283, 1935 (diese Ber. S. 140). *Winckel.*

O. Burkard und G. Kunze. Die Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längenbereich um 10 m (nach Beobachtungen im Sommer 1934). Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 217—224, 1935, Nr. 3. Die Verkehrsbedingungen im Wellenlängenbereich um 10 m sind am besten in sonnenfleckarmen Zeiten und im Bereiche von absinkenden trockenen Luftmassen. Der Einfluß der Wetterlage überwiegt den Sonnenfleckeneinfluß. Es ließ sich eine, die Empfangsmöglichkeiten beeinflussende Richtwirkung der Luftdruckverteilung in dem Sinne feststellen, daß der Verkehr von Gebieten mit tiefem zu Gebieten mit hohem Luftdruck gut, umgekehrt aber schlechter war. Die Tage mit gutem Empfang im 10-m-Band fielen mit fadingarmen Tagen zusammen. *F. Steinhäuser.*

Gerhard Kunze. Die Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längenbereich um 20 m während des Sommers 1934. (Bericht aus der Log-Auswertungs-Abteilung des DASD.) Gerlands Beitr. z. Geophys.

45, 268—276, 1935, Nr. 3. Hinsichtlich der Güte der Empfangsmöglichkeiten zeigt sich zum Teil ein gegensätzliches Verhalten der Wellenlängenbereiche um 10 m und um 20 m. Die guten Empfangstage waren in verschiedenen Ländern nicht die gleichen. Der Empfang ist bei niedrigem oder abnehmendem Luftdruck über dem Sender am besten. Der Sonnenfleckeneinfluß zeigte sich im 20 m-Wellenlängenbereich von noch geringerer Bedeutung als im 10 m-Bereich. *F. Steinhauser.*

R. H. Card. Earth Resistivity and Geological Structure. Electr. Eng. 54, 1153—1161, 1935, Nr. 11. Es wird der Versuch durchgeführt, den effektiven Erdwiderstand mit ganzen geologischen Formationen und sogar Epochen in Beziehung zu bringen. Dabei wird das Resultat älterer Arbeiten, daß der effektive Erdwiderstand im allgemeinen mit dem geologischen Alter der Schichtkomplexe zunimmt, bestätigt. Darüber hinaus werden Abweichungen, die früher nicht faßbar waren, nun deutbar, da der gesamte geologische Aufbau eines Gebietes berücksichtigt wird. Der Erfolg für die Praxis der elektrischen Kabelanlagen besteht darin, daß es möglich ist, den effektiven Erdwiderstand in engeren Grenzen je nach dem geologischen Aufbau des Gebietes vorher abschätzen zu können. Die wechselnde Mächtigkeit der Deckschichten bedingt die Variations- oder Abschätzbreite. Das Resultat der Arbeit wirkt überraschend beim Vergleich mit dem geologischen Aufbau des amerikanischen Kontinents. Die gebietsweise gut trennbaren Variationsbreiten lassen eine Abhängigkeit von den geologischen Bauelementen wie Piedmont-Plateau, Appalachen und den anschließenden paläozoischen und mesozoischen Tafelflächen erkennen. *L. Ameely.*

Angelo Drigo. Untersuchungen über die Häufigkeit der sekundären Erscheinungen der das Blei durchdringenden Strahlung. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 6 [1], 529—534, 1935. Um weitere Unterlagen für die Hypothese von Rossi zu bekommen, nach der die Primärstrahlung aus zwei Gruppen von Teilchen zusammengesetzt ist, die sich voneinander durch sehr verschiedenes Durchdringungsvermögen unterscheiden, werden neue Versuche angestellt. Zu diesem Zwecke wurde die von einem Bleischirm austretende Anzahl von Teilchen im Verhältnis zu der Dicke des Schirmes gemessen. Die Dicke des Schirmes wurde variiert von 0 bis 372,85 g/cm². Die Versuche wurden derart angestellt, daß eine Vorfilterung der Strahlung stattfand, und zwar einmal entsprechend einem 20 g/cm²-Filter leichter Elemente, 2. dasselbe + 85 g/cm² Pb und 3. Filter entsprechend 270 g/cm² leichter Elemente. Es wurden drei Zählrohre benutzt, die in Dreiecksform hinter dem Bleischirm aufgestellt waren. Die erhaltenen Ergebnisse ließen sich durch die Hypothese nicht erklären. ** Gottfried.*

P. M. S. Blackett. Zum Ultrastrahlungsproblem. ZS. f. techn. Phys. 16, 379—382, 1935, Nr. 11. Phys. ZS. 36, 773—776, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Zusammenfassender Vortrag.

Arthur Wagner. Zum täglichen Gang der kosmischen Ultrastrahlung. (Erwiderung auf die Entgegnung von V. F. Hess.) Wiener Ber. 144 [2a], 263—266, 1935, Nr. 5/6. Vgl. diese Ber. 16, 2122, 1935. *Scheel.*

R. Pyrkosch. Über neuere Forschungen auf dem Gebiete der kosmischen Strahlung. ZS. f. Unterr. 48, 262—271, 1935, Nr. 6.

J. K. Bøggild. Højdestraalingen. Fysisk Tidsskr. 33, 147—156, 1935, Nr. 4/6. *Dede.*

H. Geiger und O. Zeiller. Über Häufigkeit und Größe der von den kosmischen Ultrastrahlen in Blei ausgelösten Schauer. ZS. f. Phys. 97, 300—311, 1935, Nr. 5/6. Aus Koinzidenzmessungen mit drei und mit

vier Zählrohren wird mit Hilfe einfacher Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen die Häufigkeit der von der Ultrastrahlung in Blei ausgelösten Schauer und die Zahl der zu einem Schauer gehörenden Strahlen abgeschätzt. Aus einer 1,5 cm dicken Bleischicht treten im Mittel 0,6 Schauer pro Stunde und Quadratzentimeter aus, so daß von etwa 100 das Blei durchsetzenden Primärstrahlen einer mit einem Schauer verkoppelt ist. Ein Schauer könnte nach den Ergebnissen im Mittel aus sechs ionisierenden Strahlen bestehen. Die Verf. nehmen aber mit Geiger und Fünfer an, daß Schauer nur aus einem Elektronenpaar (*C*-Strahlen) und dessen Bremsstrahlung (*D*-Strahlen) bestehen. Die Absorptionskurve der *D*-Strahlung liefert einen mittleren Absorptionskoeffizienten $1\text{ cm}^{-1}\text{ Pb}$ — entsprechend einer Quantenenergie von $6 \cdot 10^5\text{ e-V}$. Die Zahl der *D*-Quanten wird zu insgesamt etwa 400 pro Schauer berechnet. Damit lassen sich die Fünferschen „Rückstrahl-effekte“ zwanglos durch die Streuung dieser Quanten erklären. Eine andere Bestimmung der *D*-Quantenzahl bestätigt die dargelegte Auffassung. *A. Ehmert.*

Erich Regener and Georg Pfozter. Vertical Intensity of Cosmic Rays by Threefold Coincidences in the Stratosphere. *Nature* 136, 718—719, 1935, Nr. 3444.

G. Pfozter. Messung der Ultrastrahlung in der Stratosphäre mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur. *ZS. f. techn. Phys.* 16, 400—401, 1935, Nr. 11. *Phys. ZS.* 36, 794—795, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Drei Gruppen von je drei Zählrohren sind in einem solchen Abstand übereinander angeordnet, daß eine fast quadratische Fläche von etwa 20° um den Zenith erfaßt wird. Mit Registrierballonen bis 22 km Höhe hochgelassen ergeben die Koinzidenzen der drei Zählrohrguppen sehr angenähert die vertikale Komponente der Ultrastrahlung als Funktion der Höhe, soweit sie durch Zählrohren nachweisbar ist. Die direkt gemessenen Koinzidenzen erfordern eine Korrektur wegen ausfallender Koinzidenzen, wenn mit wachsender Höhe die Zahl der Impulse in jedem Zählrohr stark zunimmt. Diese Korrektur wurde mit der im Vorjahr ermittelten Höhenkurve für ein Zählrohr durchgeführt. — Die so festgestellte Höhenkurve für die vertikale Komponente zeigt einen Buckel bei etwa 300 mm Hg Luftdruck, ein Maximum bei 100 mm, danach ein schnelles Absinken der Koinzidenzzahlen, wenn man zu noch niedrigeren Drucken (größeren Höhen) kommt. In dem Buckel, bzw. dem Maximum ist die Ausbildung der Sekundärstrahlung von zwei Komponenten zu sehen. Es ist beachtlich, daß die im Vorjahr mit einem Zählrohr (das für Strahlen von allen Richtungen gleichmäßig anspricht) gefundene Kurve, wenn man sie nach dem Verfahren von B. Gross umrechnet, die gleichen Buckel liefert, wie sie jetzt direkt gemessen sind. *E. Regener.*

H. R. Woltjer. Variaties in de cosmische straling. *Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind.* 45, 147—163, 1935, Nr. 3. Vortrag über den Breiteneffekt und neuere Beobachtungen an Höhenstrahlen. *Kolhörster.*

A. W. Nye. Absorption of Cosmic Radiation in Matter. *Phys. Rev.* (2) 48, 481—482, 1935, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird berichtet, daß Absorptionsmessungen der Höhenstrahlen in Seehöhe an Wasser, Sand, Kohle, Kupfersulfat, Eisensulfid, Bariumsulfat mit dreifach Koinzidenzen ausgeführt worden sind. *Kolhörster.*

G. Herzog und P. Scherrer. Höhenstrahlungsmessungen mit einer Wilsonkammer am Jungfrauoch. *Helv. Phys. Acta* 8, 514—515, 1935, Nr. 6. Untersuchungen weicher Höhenstrahlen am Jungfrauoch (3450 m) mit einer Nebelkammer von $25 \times 50\text{ cm}^2$ Innenmaßen und Magnetfeld von 2500 Gauß ergaben aus 383 Bahnspuren auf 161 Platten einen monotonen Abfall mit wachsender Energie ohne ein Maximum. 9 Bahnen durchdringen 4,5 cm Blei, besitzen also über

$10 \cdot 10^6$ e-V Energie. Der mittlere Energiewert aller Bahnen bei $50 \cdot 10^6$ e-V beträgt am Joch $13,4 \cdot 10^6$ e-V gegenüber $17,5 \cdot 10^6$ e-V in Seehöhe, die Energieabnahme stimmt also mit dem aus Ionisationsmessungen bekannten Verlauf 17 Elektron-Positron-Paare zeigen eine Energieverteilung zwischen Quant und Zwillingen, wie sie nach Bethe und Heitler zu erwarten steht. Eine Bahn von 18 cm Länge und $H\varphi = 9,7 \cdot 10^5$ Gauß · cm läßt sich nur als Protonenbahn deuten. *Kolhörster.*

P. Scherrer, H. Staub und H. Wäffler. Apparatur für langdauernde Registrierung des Intensitätsverlaufs der Höhenstrahlung. *Helv. Phys. Acta* 8, 516—517, 1935, Nr. 6. Es wird über eine am Jungfraujoeh (3456 m ü. M.) aufgestellte Ionisationsregistrierapparatur nach Steinke berichtet, die den besonderen Verhältnissen angepaßt wurde. Sie besitzt automatische Barometerkorrektur, eine Registrierdauer über 75 Tage; durch die Konstruktion soll der relative Fehler einer Einzelmessung innerhalb $\pm 1\text{‰}$ liegen. *Kolhörster.*

F. Zwicky. Extraterrestrische Wirkungen der Ultrastrahlung. *Helv. Phys. Acta* 8, 515—516, 1935, Nr. 6. Es wird vorgeschlagen, zu untersuchen, ob eine Absorptionswirkung der Höhenstrahlen durch die ausgedehnten Staub- und Gaswolken der Milchstraße erfolgt, ob durch die hohe Strahlenenergie die Materie im Weltenraum zu Sekundärstrahlen sonst nicht erklärbarer Art angeregt wird (vielleicht hohe Intensität der Balmer-Serie relativ kalter Sterne, Erzeugung hochangeregter und hochionisierter Atomzustände), ob Wirkungen des Strahlungsdrucks der Höhenstrahlen beim Aufbau und bei der Entwicklung der Sternatmosphäre auftreten. Vergleiche mit den bekannten Erfahrungstatsachen werden in Aussicht gestellt. *Kolhörster.*

Egon K. Heidel. Über die von den kosmischen Sekundärelektronen ausgelöste weiche D-Strahlung. Diss. Tübingen 1935, 23 S. Die Versuche von Rossi (*Phys. ZS.* 33, 304, 1932) und Fünfer (*ZS. f. Phys.* 83, 92, 1933) über die „Rückstrahlung“ einer sekundären Photonenstrahlung (D-Strahlung) werden mit einer Koinzidenzanordnung von drei Zählrohren paralleler, horizontaler Achsen weitergeführt. Das Auflösungsvermögen τ dieser Anordnung wird zu $1,4 \cdot 10^{-3}$ sec⁻¹ bestimmt. Bei Überdecken der Meßanordnung mit Bleischichten in wachsender Stärke erhält Verf. eine Verlagerung des Maximums der Rossi'schen Koinzidenzkurve mit abnehmender Entfernung der Schichten von den Rohren nach dünneren Bleischichten. Über einem Streukörper steigt die Koinzidenzzahl auf 52 %, während die Dreieckanordnung von Rossi und Fünfer nur eine Steigerung um 20 % ergibt. Das Verhältnis der Koinzidenzen mit und ohne Streukörper steigt mit wachsendem Zählrohrabstand und bei Annäherung des Streukörpers. Er steigt ferner linear mit dessen Ordnungszahl (nicht mit der Dichte!). Befindet sich kein Blei über den Rohren, so liegt die Koinzidenzzahl nur um 40 % niedriger, wofür Sekundärstrahlung der Luft verantwortlich gemacht wird. Die rückstrahlende Fläche ist — sofern sie alle Zählrohre überdeckt — fast ohne Belang. Ebenso scheint die Herkunft der C-Strahlen (Material über den Rohren) von untergeordneter Bedeutung zu sein. Von einem bestimmten Material wird die im gleichen Material ausgelöste Strahlung nicht bevorzugt gestreut. Sättigungsdicke des Rückstrahlers wird für Blei bei etwa 1 cm erreicht. In befriedigender Übereinstimmung mit diesem Wert ergeben sich aus der Schwächung der D-Strahlen in Al zwei Komponenten der Schwächungskoeffizienten 1,1 bzw. 0,7 cm⁻¹ Al.

Erwin Miehlnickel.

Robley D. Evans and Russell W. Raitt. The Radioactivity of the Earth's Crust and its Influence on Cosmic-Ray Electroscope Observations Made Near Ground Level. *Phys. Rev.* (2) 48, 171—176, 1935, Nr. 3. Zur Nachprüfung von Natur und Herkunft der Erdstrahlung an den Meß-

plätzen Millikans bei seinen früheren Höhenstrahlungsbeobachtungen werden 23 Gesteinsproben aus dem Untergrund nach der Emanationsmethode auf ihren Radiumgehalt untersucht. Es bestätigt sich, daß die lokale γ -Strahlenintensität angenähert dem Radiumgehalt des Bodens proportional ist, und zwar entspricht einer Konzentration von 10^{-12} g Ra/g Gestein etwa eine Ionisierungsstärke von 5,5 I. Einige beträchtliche Abweichungen von dieser Regel werden durch die Besonderheit der Lagerung (zufällige Aktivität einer dünnen Oberflächenschicht) erklärt. Eine von Höhenstrahlung im Boden ausgelöste γ -Strahlung oder Streustrahlung trägt also nicht merklich zur Ionisierungsstärke bei. Eine einfache Beziehung zwischen Radiumgehalt des Bodens und Ionisierungsstärke wird aufgestellt, aus der sich für das Th : U-Verhältnis der hohe Wert 5 bis 10 ergibt. *Erwin Miehlnickel.*

Thomas H. Johnson. Progress of the Directional Survey of Cosmic-Ray Intensities and Its Application to the Analysis of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 48, 287—299, 1935, Nr. 4. Zusammenstellung und Auswertung der an Stationen verschiedener Höhenlage in Colorado, Mexiko und Peru durchgeführten Richtungsmessungen an Höhenstrahlung. Über die Versuchsanordnung muß in der Arbeit selbst nachgelesen werden. Sie besteht im wesentlichen aus sieben in verschiedenen Richtungen wirk-samen Dreifachkoinzidenz-„Teleskopen“. Die Meßergebnisse: Die Asymmetrie wird stärker mit abnehmender geomagnetischer Breite und mit zunehmender Seehöhe; sie scheint bei großen Zenitwinkeln (horizontnahen Richtungen) abnorm hoch zu sein, in der Horizontalen selbst aber wieder zu verschwinden. Die Messungen (unter 45°) mit eingelegten Bleiringen lassen sich mit den entsprechenden Resultaten von Rossi (Ric. Scient. 5, 594, 1934) und Korff (Phys. Rev. (2) 46, 74, 1934) in Einklang bringen durch eine Kurve, die zunächst bis etwa 4 cm Blei ansteigt, um dann schnell wieder unter den Ausgangswert zu sinken. Die Asymmetrie betrifft danach primäre Strahlen, die als energiereiche Korpuskularstrahlen anzusprechen sind. Nach den Ansätzen von Störmer und von Lemaitre, Vallarta und Bouckaert wird aus der gemessenen Asymmetrie der positive Überschuß berechnet. Positiver Überschuß und Gesamtintensität fallen angenähert exponentiell mit $h \cdot \sec z$, der Weglänge in der Atmosphäre, ab. Der positive Überschuß allein würde einen stärkeren Breiteneffekt erwarten lassen, als er von Millikan und Neher (Phys. Rev. (2) 47, 205, 1935) zwischen Peru und Panama gemessen wurde; andererseits kommt der Längeneffekt zu klein heraus. Im Gegensatz zu seiner früheren Arbeit (Phys. Rev. (2) 47, 318, 1935) betont Verf. in der vorliegenden auf Grund dieser Ergebnisse die Möglichkeit, die gesamte Korpuskularstrahlung als ausschließlich positiv anzusehen. *Erwin Miehlnickel.*

Victor F. Hess and Rudolf Steinmaurer. Cosmic Rays from Nova Herculis? Terr. Magn. 1935, S. 201—203. Nach einem Hinweis auf die Sonderstellung der Nova Herculis hinsichtlich ihres Helligkeitsverlaufs werden die Ergebnisse der Höhenstrahlungsregistrierungen vom 13. bis 20. Dezember 1935, also vor dem Helligkeitsmaximum der Nova (25. Dezember), mitgeteilt. Von den drei Steinke-Apparaturen standen zwei (eine davon mit allseitig 10 cm Blei gepanzert) auf dem Hafelekar, eine dritte (ebenfalls allseitig gepanzert) in Innsbruck. Alle drei Apparate zeigten in der fraglichen Zeit eine geringe Zunahme der Ionisierungsstärke, die aber nur beim Innsbrucker Apparat den dreifachen mittleren Fehler erreicht. Das Gesamtmittel der Ionisierungsstärke vom 17. bis 20. Dezember liegt um 13 bzw. 10 bzw. 16 m I höher als das vom 1. bis 12. Dezember. Diese Abweichungen überschreiten nicht die Meßgenauigkeit. Auch die Tageswerte allein zeigen die erwartete Erhöhung ebenfalls nur innerhalb der statistischen Fehlergrenzen. Der Vergleich von zwei-, vier- und sechsstündigen Mittelwerten um die Mittagszeit

(Novakulmination) mit sechsstündigen Nachtwerten für die Zeiten vor und nach dem Novaausbruch ergibt nur in drei von insgesamt neun Fällen, und zwar bei den gepanzerten Apparaten, einen positiven Effekt, der jedoch die hohe statistische Schwankung dieser Differenzwerte nicht übersteigt. Ein sicherer Nachweis des Einflusses der Nova mit der Ionisationskammer gelang also nicht. Jedenfalls bleibt ihre Wirkung unter 2 ‰.

*Erwin Miehl*nickel.

J. Barnóthy and M. Forró. Diurnal Variation of Cosmic Ray Intensity and Nova Herculis. *Nature* 136, 680—681, 1935, Nr. 3443. Es wird von den Verff. auf Grund von Koinzidenzbeobachtungen Juli—August 1935 bezweifelt, daß die im Dezember 1934 aufgetauchte Nova Herculis eine Vermehrung der Höhenstrahlenintensität hervorgerufen hatte.

Jánossy.

J. C. Clark. A Measurement of the Absolute Probability of K -Electron Ionization of Silver by Cathode Rays. *Phys. Rev.* (2) 48, 30—42, 1935, Nr. 1. Der Wirkungsquerschnitt für K -Elektronenionisation von Ag-Atomen gegenüber Elektronen von 70,0 e-kV wird experimentell zu $(4,80 \pm 0,43) \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ bestimmt. Ein Parallelstrahlenbündel von Kathodenstrahlen fällt auf die aus einer Silberfolie von $0,17 \mu$ Stärke bestehende Antikathode auf. Die Intensität der K_{α} -Linie der erregten Röntgenstrahlung wird durch den in einer Ionisationskammer (mit CH_3Br - bzw. SO_2 -Füllung) erzeugten Ionisationsstrom mit einem Compton-Elektrometer gemessen. Die Trennung der K_{α} -Linie vom überlagerten kontinuierlichen Spektrum und den anderen Linien geschieht nach dem Verfahren von Ross, indem die Strahlung durch geeignete Absorber von Mo und Rh, deren Absorptionskanten über bzw. unter der K_{α} -Linie liegen, gefiltert wird. Für die im Intervall von 85 X-E. zwischen den Absorptionskanten einfallende Strahlung des kontinuierlichen Spektrums sowie für Einflüsse wie Fluoreszenz im Silber. Strahlungs- und Sättigungsverluste in der Ionisationskammer usw. werden sorgfältige Korrekturen an dem direkt gemessenen Intensitätswert angebracht und sodann aus der Intensität der K_{α} -Linie theoretisch die Intensität der gesamten von den K -Elektronen emittierten Strahlung bestimmt. Die durch den absoluten Wert des Verf. normierten relativen Messungen von Webster, Hansen und Duveneck der Ionisationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie der anregenden Elektronen stehen mit älteren Rechnungen in schlechter, dagegen mit den neuen wellenmechanischen von Soden und von Wetzel in besserer Übereinstimmung.

Jánossy.

J. C. Street, E. G. Schneider and E. C. Stevenson. Heavy Particles from Lead. *Phys. Rev.* (2) 48, 463, 1935, Nr. 5. Es wird das Auftreten von schweren Teilchen (vermutlich Protonen) von über 10 cm Reichweite Luft in einer Nebelkammer beobachtet. Die Spuren entspringen aus einem Pb-Absorber. Sie koinzidieren nicht mit Höhenstrahlenschauern, sind aber vermutlich selbst Höhenstrahlenteilchen.

Jánossy.

E. C. Stevenson and J. C. Street. Cosmic-Ray Showers Produced by Electrons. *Phys. Rev.* (2) 48, 464—465, 1935, Nr. 5. Eine Zählrohranordnung, die nur auf Höhenstrahlenschauer anspricht, löst eine automatisch arbeitende Nebelkammer, in deren Gesichtsfeld sich ein Bleiabsorber befindet, aus. Die auf den Aufnahmen erhaltenen Schauer zerfallen in drei Gruppen: 1. ein ionisierender Strahl löst im Pb einen Schauer aus, 2. aus dem Pb entspringt ein Schauer ohne ersichtlichen Erreger (wahrscheinlich durch einen γ -Strahl ausgelöst), 3. ein ionisierendes Teilchen durchsetzt das Pb und wird stark abgelenkt. Es handelt sich dabei um einen Strahl eines Schauers, der außerhalb der aus im wesentlichen aus leichten Elementen bestehenden Apparatur entstanden ist. Drei von den 35 gelungenen Aufnahmen sind im Text reproduziert.

Jánossy.

Richard L. Doan. Increased Frequency of Cosmic-Ray Bursts with Reduced Shielding. *Phys. Rev.* (2) 48, 470—471, 1935, Nr. 5. Mit Kugelionisationsgefäßen von 19 cm Pb-Wandung und 50 Atm. Ar-Füllung werden Höhenstrahlenstöße von mehr als $15 \cdot 10^6$ Ionen beobachtet. Eine Parallelbeobachtung mit sieben Kammern von einigen Monaten Dauer ergibt, daß ähnlich dem bekannten Effekt der Höhenstrahlenschauer die Stoßhäufigkeit bei einer bestimmten Absorberdicke ein Maximum zeigt. *Jánossy.*

W. E. Danforth, Jr. Analysis of cosmic ray deflection experiments. II. *Journ. Franklin Inst.* 220, 377—386, 1935, Nr. 3. Die Ablenkung von geladenen Elementarteilchen in homogenen elektrischen und magnetischen Feldern wird berechnet, um die Analyse der elektrischen und magnetischen Ablenkungsexperimente von Höhenstrahlen durch Koinzidenzen auf Grund der von Anderson und Neddermeyer aus Nebelkammeraufnahmen gewonnenen Energieverteilung durchzuführen. Aus den magnetischen Ablenkungsversuchen von Curtiss und Mott-Smith scheint sich zu ergeben, daß für die Ablenkung innerhalb von Eisen die magnetische Verschiebung B maßgebend ist. *Jánossy.*

S. Ziemecki. Rock salt absorption of cosmic rays. *Acta Phys. Polon.* 4, 183—193, 1935, Nr. 1/2. Englisch mit polnischer Zusammenfassung. Mit einer Kolhörster-Apparatur wird die Absorption der Höhenstrahlung in Steinsalz gemessen. Steinsalz ist nach Verf. bei massenproportionaler Umrechnung für die Strahlung durchlässiger als Wasser. Der Massenabsorptionskoeffizient des Steinsalzes ergibt sich für zwei Komponenten zu 4,9 bzw. $0,72 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. *Jánossy.*

W. F. G. Swann and D. B. Cowie. The Effect of Primary Cosmic-Ray Energy Upon Burst Production. *Phys. Rev.* (2) 48, 649—652, 1935, Nr. 8.
W. F. G. Swann and D. B. Cowie. Effect of Cosmic-Ray Energy Upon Stoss Production. *Ebenda* 47, 811, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.)
 Nach einer von Swann entwickelten Theorie wächst die Ionisation der Höhenstrahlung proportional der Energie der primären Strahlung, während die Erzeugung von Stößen mit einer höheren Potenz der Energie zunimmt. Danach sollte die Häufigkeit von Stößen aus der Vertikalen größer als die aus geneigten Einfallsrichtungen sein. Diese Annahme wird mit einer Apparatur geprüft, die aus einer mit Stickstoff gefüllten Hochdruckionisationskammer (1 Zoll Eisenwandung) und zwei Koinzidenzanordnungen besteht. Die in der Ionisationskammer auftretenden Stöße von mehr als $2 \cdot 10^6$ Ionen werden photographisch registriert. Die eine der Koinzidenzanordnungen spricht auf vertikal einfallende, die andere auf geneigte Höhenstrahlen an. Aus dem Zusammenfallen von Stößen in der Kammer mit einer Koinzidenz in der einen oder anderen Koinzidenzanordnung wird auf die Einfallsrichtung des den Stoß erzeugenden Strahles geschlossen. In der Tat wird festgestellt, daß die meisten Stöße aus der Vertikalen einfallen. Qualitativ stehen die Ergebnisse in Übereinstimmung mit einer von Verff. gemachten Extrapolation aus den Beobachtungen von C. G. und D. D. Montgomery über die Zunahme der Stoßhäufigkeit mit der Höhe. *Jánossy.*

Arthur H. Compton. The composition of cosmic rays. *Proc. Amer. Phil. Soc.* 75, 251—274, 1935, Nr. 4. Das starke Anwachsen des Breiteneffekts der Höhenstrahlung mit der Höhe, wie es der Vergleich der Beobachtungen in verschiedenen Höhen und geomagnetischen Breiten ergibt, läßt vermuten, daß an der Grenze der Atmosphäre das Intensitätsverhältnis Pol zu Äquator größer als 100 : 1 ist und daher der Anteil der neutralen Teilchen an der Höhenstrahlung weniger als 1 % beträgt. Auf die Natur der Teilchen wird aus Knickpunkten in den beobachteten Absorptionskurven, die je nach der magnetischen Breite in verschiedenen

Höhen auftreten, geschlossen. Diese Knickpunkte werden auf Grund der Theorie von Bethe und Heitler über den Durchgang schneller Korpuskeln durch Materie als die Enden der Reichweiten von α -Teilchen, Protonen und positiven und negativen Elektronen gedeutet. Endlich wird die von Hess und Steinmayer beobachtete sternzeitliche Schwankung durch die Annahme, daß die Höhenstrahlung aus extragalaktischen Systemen stammt, durch die Rotation unserer Galaxe nach Phase und Amplitude qualitativ richtig gedeutet. Bestünde die Höhenstrahlung aus Photonen, so müßte die Amplitude dieser Schwankung etwa zehnmal größer sein als die beobachtete.

Jánossy.

J. Böggild. Über die Abhängigkeit der Hoffmannschen Stöße von der Panzerdicke. *Naturwissensch.* 23, 738, 1935, Nr. 43. Die Zahl der Hoffmannschen Stöße wird als Funktion der Panzerdicke bestimmt. Die Untersuchung wurde während 107 bzw. 93 und 92 Registrierstunden mit 4,5, 7,0 und 12,0 cm Eisenpanzer ausgeführt. In der wiedergegebenen Figur ist als Abszisse die Zahl der Ionenpaare und als Ordinate die Stoßhäufigkeit in Frequenzgruppen von je $0,5 \cdot 10^6$ Ionenpaaren aufgetragen. Die 12 cm-Kurve liegt in den meisten Gruppen etwa 25 % unter der 4,5 cm-Kurve, während die 7 cm-Kurve zwischen den beiden anderen verläuft. Wird die gesamte Zahl der Stöße mit mehr als 10^6 Ionenpaaren als Funktion der Eisendicke aufgetragen, so tritt ein Maximum bei 4 cm und nicht, wie früher behauptet wurde, bei 8 cm auf. Die Kurve fällt jenseits des Maximums schnell ab. Diese Kurve stellt eine Annäherung an die von Rossi mit dem Koinzidenzverfahren gefundenen Kurven dar.

Verleger.

J. Scholz. Messungsergebnisse der Ultrastrahlung auf Franz-Josefs-Land. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 45, 377—380, 1935, Nr. 4. Das Mittel der Gesamtstrahlung (Erd-, Ultra-, Reststrahlung) betrug $q_I = 4,93 \text{ I/cm}^2 \text{ sec}$ und das der Erd- und Ultrastrahlung $2,86 \text{ I/cm}^2 \text{ sec}$. Es konnte auch auf Franz-Josefs-Land der Barometereffekt nachgewiesen werden. Als Abhängigkeit der Intensität der Ultrastrahlung von der Dichte der Außenluft wurde eine Zunahme der Intensität mit abnehmender Dichte festgestellt, was in Widerspruch zu den Ergebnissen von V. F. Hess steht, der eine gegenteilige Beziehung gefunden hatte.

F. Steinhauser.

K. Kalle. Meereskundliche chemische Untersuchungen mit Hilfe des Zeisschen Pulfrich-Photometers. V. Mitteilung. Die Bestimmung des Gesamt-Phosphorgehaltes, des Plankton-Phosphorgehaltes (lebende Substanz) und Trübungsmessungen. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 195—204, 1935, Nr. 5. Auf Grund der aus der Durcharbeitung der Phosphatreaktion (1934/35) gewonnenen Erfahrung wird eine Methode zur Bestimmung des Gesamt-Phosphorgehalts besonders für Meeresproben entwickelt, die allen Ansprüchen an Einfachheit, Schnelligkeit sowie Genauigkeit der erzielbaren Ergebnisse so weit wie möglich gerecht wird. Hierbei werden die in Wasser vorhandenen Arsenverbindungen nicht mehr mit dem Phosphor gemeinsam bestimmt. Über den Weg der Bestimmung des im Plankton vorhandenen „geformten“ Phosphors wird eine Bestimmung der Menge der lebenden Substanz entwickelt. Auch ein Verfahren zur Feststellung des Grades der Trübung in einer Meerwasserprobe wird angegeben.

H. Ebert.

K. Lüders. Grundsätzliches über die Beziehungen zwischen Gezeitenstrom einerseits und Wandermaterial und Sediment andererseits. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 189—195, 1935, Nr. 5. Es wird auf einige Bemerkungen von Pratje (1934) eingegangen. Dabei wird die Frage behandelt, ob das Nichtvorhandensein einer gesetzmäßigen Abhängigkeit zwischen Stromgeschwindigkeit einerseits und Menge und Korngröße des Wandermaterials

(sowie des Sediments) andererseits ganz allgemein gefolgert werden kann. Das wird infolge der Schwankungen der bestimmenden Größen einer Flachsee eingeschränkt. Ferner wird dargelegt, daß die Pratjesche Deutung der Schlickgebiete aus den heutigen Stromverhältnissen in keinem Punkte einer kritischen Betrachtung standhält.

H. Ebert.

H. Wattenberg. Kalkauflösung und Wasserbewegung am Meeresboden. Ann. d. Hydrogr. 63, 387—391, 1935, Nr. 10. In vorliegender Arbeit wird versucht, die Abgabe des aus dem Sediment gelösten Calciumcarbonats zur Berechnung des Massenaustausches über dem Boden zu verwenden, um damit zur Geschwindigkeit des Bodenstroms zu gelangen. Die Gewinnung von Bodenwasserproben machte auch bei großen Tiefen auf der „Meteor“-Expedition keine Schwierigkeiten (Sigsbee-Schöpfer). Die von der Flächeneinheit des Meeresbodens in das Wasser abwandernde Kalkmenge ist gleich dem Gefälle des Kalkgehalts des Seewassers (vom Meeresboden aus gerechnet) multipliziert mit dem Austauschkoefizienten. Dieser Koeffizient wird zu $4 \text{ cm}^{-1} \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$ berechnet.

H. Ebert.

N. Weger. Dampfdruck und Verdunstung bei Meerwasser. Ann. d. Hydrogr. 63, 397—400, 1935, Nr. 10. Nach einer kurzen Betrachtung des Dampfdrucks über Lösungen wird der Einfluß der Dampfdruckerniedrigung auf die Verdunstung und die Luftfeuchtigkeit behandelt. Im dritten Teil der Arbeit werden die Ergebnisse aus Theorie und Experiment gegenübergestellt. Die von Magalle experimentell gefundenen zu hohen Werte sind wahrscheinlich mit Fehlern behaftet.

H. Ebert.

J. Mendelejev. Sur la densité anormale des eaux des couches profondes du lac Baïcal. C. R. Moskau (N. S.) 3, 105—108, 1935, Nr. 3. Mit einem neu entworfenen Gerät ist aus verschiedenen Tiefen des Baikalsees Wasser geschöpft. Nach Destillation wurde die Dichte bestimmt. Es ergibt sich ein Anwachsen mit der Tiefe (bis 1650 m); zwischen 1000 und 1400 m ist die Dichte fast konstant. Es wird vermutet, daß diese Dichteunterschiede (bis zu sechs Einheiten der sechsten Dezimale nach dem Komma) durch verschiedenen Isotopengehalt des Wassers erklärt werden können.

H. Ebert.

Heinrich Jung. Über stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonbahnen an Berghängen. ZS. f. Geophys. 11, 157, 1935, Nr. 3. (Vortrag. Tag. D. Geophys. Ges. Pyrmont 1934.) Vgl. F. W. Nitze, ebenda S. 247; diese Ber. S. 147.

Scheel.

J. W. Hopkins and Mabel F. James. Temperature, wind, humidity and evaporation in agricultural meteorology. Canad. Journ. Res. 13, 191—201, 1935, Nr. 4.

Dede.

B. Haurwitz. On the change of wind with elevation under the influence of viscosity in curved air currents. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 243—263, 1935, Nr. 3. Unter der Voraussetzung, daß der Gradientwind proportional dem Krümmungsradius der Isobaren und unabhängig von der Höhe ist und daß auch der virtuelle Reibungskoeffizient konstant ist, läßt sich die Windänderung mit der Höhe unter dem Einfluß der Reibung bei Annahme von krummlinigen Isobaren exakt berechnen. Dabei ergibt sich, daß bei zyklonaler Krümmung Gradientwindrichtung und Gradientwindgeschwindigkeit schon in wesentlich geringeren Höhen erreicht werden als bei geradlinigen Isobaren, bei antizyklonaler Krümmung der Isobaren aber erst in größeren Höhen. An einem berechneten Beispiel werden die Unterschiede zwischen den Verhältnissen bei geradlinigen und bei krummlinigen Isobaren anschaulich gemacht. Die Rechnung zeigt auch, daß unter den angegebenen Annahmen aus einer Zyklone oberhalb der Höhe,

wo die Gradientwindrichtung erreicht wird, viel weniger Luftmassen ausströmen als in der unteren Schicht einströmen, woraus folgt, daß zur Ausgleichung der Bilanz neben der Zentrifugalkraft eine gleichzeitige Änderung des Gradienten mit der Höhe nötig ist. Neben der strengen Rechnung wird ein Näherungsverfahren entwickelt, das der Bjerknesschen Störungsmethode analog ist und vermutlich auch unter anderen als den hier zugrunde gelegten Annahmen zu Näherungslösungen führen kann.

F. Steinhauser

A. Roschkott. Über den Einfluß des Gradientwindes auf die Luftströmungen in einem Gebirgstale. Meteorol. ZS. 52, 358—363. 1935, Nr. 10. Die Ergebnisse von 268 Pilotballonaufstiegen um 7 und 10 Uhr in Lienz in Osttirol wurden in Gruppen unterteilt, wobei als Ordnungsprinzip die acht Hauptwindrichtungen in 3000 m Höhe gewählt wurden. Die Berechnung der mittleren Geschwindigkeiten in den verschiedenen Höhenstufen, ausgedrückt in Prozenten der Geschwindigkeit in 3000 m Höhe, zeigt für jede Richtung des Oberwindes deutlich ihren Einfluß auf die Luftströmungen im Tale, der sich darin äußert, daß die Oberwinde, die eine talaufwärts gerichtete Komponente ergeben, die Entwicklung des Talwindes fördern, die anderen Oberwinde sie aber hindern: entsprechend umgekehrt gilt dies für den Bergwind. Diese Verhältnisse kommen auch in den Darstellungen durch mittlere Pilotbahnen zur Geltung, die überdies eine Anlehnung der Windströmung an die besonnten Hänge und die Unterschiede in der Tiefe des Eindringens der verschiedenen Oberwinde in das Tal sehr deutlich zeigen.

F. Steinhauser.

Karl Gödecke. Messungen der atmosphärischen Turbulenz in Bodennähe mit einer Hitzdrahtmethode. Ann. d. Hydrogr. 63, 400—410, 1935, Nr. 10. Verf. hat die atmosphärische Turbulenz in Bodennähe mittels einer Hitzdrahtmethode gemessen (Findeisen 1930). Über den technischen Aufbau der Apparatur und die Messungen in der Atmosphäre wird berichtet. Der Methode liegt folgender Gedanke zugrunde: „In jeder ungleichmäßigen turbulenten Strömung bestehen zwischen zwei vorgegebenen Punkten Differenzen der Strömungsgeschwindigkeit, die normalerweise rasch veränderlich sind. Aus den absoluten Beträgen der Geschwindigkeitsdifferenz und der Entfernung der beiden Punkte ergibt sich ein mittleres Geschwindigkeitsgefälle, das als charakteristisch für den Turbulenzzustand der Strömung angesehen werden kann.“ Aus diesem Gefälle ist auf das Vorhandensein kleiner Turbulenzkörper zu schließen, die an den Enden der größeren Meßstrecken keine Geschwindigkeitsdifferenz verursachen.

H. Ebert.

Richard Becker. Täglicher und jährlicher Gang der Häufigkeit von Quellformen in der Bewölkung über dem Nordatlantik. Ann. d. Hydrogr. 63, 221—224, 1935, Nr. 6. Zweck der Untersuchung war, festzustellen, ob über dem freien Atlantik ein jährlicher und täglicher Gang in der Häufigkeit von Cumulus- und von Cumulonimbuswolken zu erkennen ist. Die Häufigkeit von Cumuluswolken erreicht im Jahresgang ein Maximum im Sommer, im Tagesgang in den Mittagsstunden und folgt der Intensität der Sonneneinstrahlung. In der Häufigkeit der Cumulonimbuswolken ist ein täglicher Gang nicht klar zu erkennen; im Laufe des Jahres zeigen sich jedoch zwei Maxima im Frühling und Herbst.

H. Ebert.

H. Wagemann. Prognosenprüfung. Ann. d. Hydrogr. 63, 270—275, 1935. Nr. 7. Die Arbeit soll den Prognostiker anregen, sich wieder mit der objektiven Prüfung seiner Vorhersagen zu befassen. Dabei wird auf einen prinzipiellen Irrtum hingewiesen, der auf Köppen (1883) zurückgeht. Dieser Irrtum besteht in der Ansicht, daß man bei der Prüfung von Wettervorhersagen die Differenz gegen

variable Trefferprozentage von Blindlingsvorhersagen bilden müsse, wenn man die Güte einer Vorhersagemethode feststellen wolle. *H. Ebert.*

Hans Müller. Eine Studie über die Struktur des sommerlichen Temperaturganges. *Ann. d. Hydrogr.* **63**, 305—315, 1935, Nr. 8. Die im wesentlichen statistische Abhandlung befaßt sich mit den Singularitäten im Temperaturverlauf der Monate Mai, Juni, Juli und August. Da für diesen Zweck eine bloße Mittelbildung nicht genügt, ist zu einer anderen Untersuchungsmethode geschritten worden. Berechnung und Durchführung des Verfahrens werden ausführlich dargelegt. *H. Ebert.*

A. L. Hales. The Thermal Stability of the Lower Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **151**, 624—640, 1935, Nr. 874. Die Überlegungen von Rayleigh und Jeffreys (diese *Ber.* **11**, 1535, 1930) über die thermische Stabilität einer Schicht einer inkompressiblen und kompressiblen Flüssigkeit, die von unten geheizt wird, sind auf die Verhältnisse der unteren Atmosphärenschichten übertragen worden. Es ist eine Differentialgleichung der durch Turbulenz bedingten Wärmeübertragung abgeleitet. Diese Gleichung ist dann zur Ableitung einer Stabilitätsgleichung einer kompressiblen Flüssigkeit benutzt, wenn sich die wärmere Schicht unten befindet. Es ist gezeigt, daß überadiabatische Sprünge in begrenzten Teilen der Atmosphäre möglich sind. *H. Ebert.*

N. K. Sur. The thermal structure of the upper air over a depression during the Indian south-west monsoon. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* **6**, 113—120, 1935, Nr. 65. Beim Auftreten einer Depression über Agra ist durch Pilotballonaufstiege gefunden, daß die Temperatur bei den oberen Schichten unterhalb der Tropopause zunächst fällt an den Tagen, da die Depression an Intensität wächst und sich von der Bay of Bengal dem Orte Agra nähert. Wenn die Depression sich weiter vertieft hat und praktisch stationär geworden ist, ist kein Temperaturabfall zwischen 8 bis 12 km-Schichten festzustellen. In diesem Zustand war die Lage der Tropopause oberhalb der Depression mit dem Ansteigen der Temperatur in der unteren Stratosphäre und einem Abfall in mittleren Schichten unterhalb der Tropopause erniedrigt. *H. Ebert.*

Karl Hartung. Die Wiedergabe periodischer Druckschwankungen auf gemittelten Isallobarenkarten. *Ann. d. Hydrogr.* **63**, 421—429, 1935, Nr. 11. Da den wandernden barometrischen Fall- und Steiggebieten als einem Mittel zur Beurteilung der Druckverteilung in höheren Atmosphärenschichten und damit zur Erkennung der herrschenden stratosphärischen Steuerung eine wesentliche praktische Bedeutung zukommt, ist diese Frage in letzter Zeit wiederholt erörtert worden. Erweitert wurden diese Verfahren, indem die Entwicklung mehr oder weniger vollständiger stratosphärischer Systeme erfaßt wurde, bei deren Zustandekommen eine „Umsteuerung“ vor sich gehen muß. Vorgänge (Temperaturschwankungen, Druckwellen) in der Stratosphäre können mit solchen in unteren Schichten verknüpft sein; das zu erkennen, erleichtern Druckänderungskarten (dreistündig) wie auch Isobarenkarten. Es wird nun eine Rechnung durchgeführt für im Frankfurter öffentlichen Wetterdienst gezeichnete Druckänderungskarten, die Zeiträume von 24, 48 und 96 Stunden umfassen. Das Verfahren der 96 stündigen Druckdifferenzenmittel erweist sich als geeignetes Hilfsmittel bei der Diagnose periodischer Druckänderungen, die in höheren Atmosphärenschichten vorstatten gehen und die Umgestaltung einer Großwetterlage nach sich ziehen können. *H. Ebert.*

E. Dinies. Die Druck- und Temperaturverhältnisse bei Wintergewittern in Norddeutschland. *Meteorol. ZS.* **52**, 353—356, 1935, Nr. 10.

In West- und Nordwestdeutschland traten Wintergewitter bei einer Wetterlage auf, die ein Tief über England oder Westfrankreich mit einem kräftigen Fallgebiet bis nach Deutschland zeigte, wobei es im Bereich des Fallgebietes zu Aufgleitregen und Gewittern kam. In Nord- und Mitteldeutschland treten Wintergewitter bei folgender Wetterentwicklung auf: Tief bei den Lofoten, das sich gegen Süden verstärkt; Hoch im Süden; Isobarenverlauf über Deutschland genau westöstlich; am Vortag im Westen von Nordeuropa höhere Temperaturen als im Osten; Verstärkung des nord-südlichen Druckgradienten vom Vortag zum Gewittertag. Isallothermen- und Isallobarenkarten zeigen, daß an der Steuerung der troposphärischen Luftmassen stratosphärische Vorgänge beteiligt sind. Die zur Gewitterbildung notwendige feuchtlabile Schichtung wird durch Zufuhr warmer Luftmassen vom Westen her in den unteren Schichten und durch Vordringen kälterer Luft darüberhin von Norden und Nordwesten her hervorgerufen.

F. Steinhauser.

Paul Zedler. Temperaturmessungen an schwachwindigen Abenden im hügeligen Gelände. Meteorol. ZS. 52, 343—344, 1935, Nr. 9. Die Messungen wurden um Sonnenuntergang an mehreren Stellen bei Schildow im Norden von Berlin mit einem Schleuderthermometer ausgeführt. Dort bilden sich um diese Zeit bei entsprechendem Wetter kleine Kaltluftseen, denen es zuzuschreiben ist, daß an den verschiedenen Meßstellen Temperaturunterschiede bis zu 4° festgestellt werden konnten.

F. Steinhauser.

B. J. Birkeland und E. Frogner. Die extreme Variabilität der Lufttemperatur. Meteorol. ZS. 52, 349—352, 1935, Nr. 10. Unter der Annahme, daß die Abweichungen ε vom arithmetischen Mittel von Beobachtungswerten in ihrer Größenverteilung dem Gaußschen Fehlerverteilungsgesetz folgen, ergibt sich die wahrscheinlichst größte positive oder negative Abweichung U_c bei n Beobachtungen aus

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{h U_c} e^{-(h U_c)^2} d(h U_c) = \sqrt{\frac{n}{4}},$$

wo $h = 1/\mu\sqrt{2}$ und μ die mittlere quadratische Abweichung bedeutet, und damit auch die Schwankungsweite $S = 2U_c$. Nach obiger Formel wächst die Schwankungsweite mit der Beobachtungsdauer, und es kann daher daraus auch berechnet werden, in einem wie langen Zeitabschnitt ein bestimmter Extremwert wahrscheinlich zur Beobachtung gelangen wird. Umgekehrt liefert die entwickelte Theorie die Möglichkeit, in bestimmten Zeitintervallen beobachtete Schwankungsweiten auf ein einheitliches Zeitintervall zu reduzieren. Die Anwendung auf die Schwankungsweiten der monatlichen Mittel der Temperatur und des Luftdrucks und der Monatswerte der Niederschlagshöhen gab eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den beobachteten Werten.

F. Steinhauser.

Ferdinand Steinhauser. Wie ändert sich unser Klima? Meteorol. ZS. 52, 363—370, 1935, Nr. 10. Es wurden durch die Darstellung von übergreifenden 5-, 10- und 20 jährigen Mitteln der Jahres- und Jahreszeitentemperaturen von Wien (202 m), Obir (2040 m) und Sonnblick (3106 m) auf Grund der Beobachtungen seit 1851 die säkularen Änderungen der Temperatur der unteren 3000 m dicken Luftschicht gezeigt. Die Jahrestemperaturen stiegen in den letzten 40 Jahren im allgemeinen an. Die Winter wurden wärmer und die Sommer kühler; in beiden Jahreszeiten zeigt sich aber seit einigen Jahren wieder eine entgegengesetzte Entwicklung zu kühleren Wintern und wärmeren Sommern. Eine ähnliche Entwicklung wie die Wintertemperaturen zeigen auch die Frühlingstemperaturen. Das dritte Viertel des vorigen Jahrhunderts war eine verhältnismäßig warme Periode. Im

allgemeinen ist zu sagen, daß die Temperaturänderungen in großen und unregelmäßigen Perioden erfolgten und keine Entwicklung in dem Sinne zeigen, daß eine andauernde Zu- oder Abnahme vorauszusagen wäre. Die Kurven haben für die beiden Höhenstationen einen ausgesprochen parallelen Verlauf, während sie in manchen Perioden von den Wiener Kurven etwas abweichen. *F. Steinhauser.*

L. Aujeszy. Ein Hilfsmittel zur Lösung gewisser Aufgaben der Frontenanalyse. Meteorol. ZS. 52, 375—376, 1935, Nr. 10. Der Verf. empfiehlt als Hilfsmittel zur genauen Festlegung einer Front die Beachtung der Form der Begrenzung der frontalen Niederschlagszone. Die Front verläuft immer an der Seite des Niederschlagsstreifens, die die deutlichere und gerade Begrenzung zeigt. *F. Steinhauser.*

Egon Kupfer. Die Zyklonenfamilie vom 12. bis 20. Mai 1935. Meteorol. ZS. 52, 313—317, 1935, Nr. 9. Es wird die Entwicklung und die Lebensgeschichte der Zyklonen geschildert, die sich nacheinander über Grönland gebildet hatten, nach S und SSE bis Mitteleuropa gewandert waren, von dort aber scharf gegen NE gewendet hatten. Die Vorgänge bei der Richtungsänderung in Mitteleuropa, die mit einer Neubelebung der schon absterbenden Zyklonen verbunden war und eigentlich eine Neubildung darstellte, werden auf Grund aerologischen Beobachtungsmaterials besprochen. *F. Steinhauser.*

V. Conrad. Beiträge zur Kenntnis der Schneedeckenverhältnisse. 3. Mitteilung. Der Anteil des Schnees am Gesamtniederschlag und seine Beziehungen zu den Eiszeiten. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 225—236, 1935, Nr. 3. Der prozentuelle Gesamtanteil des Schnees am Jahresniederschlag läßt sich für die österreichischen Alpen, die Schweizer Alpen, das Erzgebirge und den Schwarzwald als lineare Funktion der Seehöhe darstellen, während der prozentuelle Schneeanteil am Winterniederschlag in den Hochalpen mit der Höhe rascher zunimmt und in etwa 2000 m den Wert von 100 % erreicht. Die durchschnittliche Veränderlichkeit des prozentuellen Schneeanteils am Jahresniederschlag ist in mittleren Höhen am größten, in tiefen und in höheren Lagen aber geringer; ihre Abhängigkeit von der Seehöhe wird durch eine Parabel dargestellt, deren Scheitel in etwa 1100 m Höhe bei über 8 % liegt. Der Verf. versucht hier zum erstenmal, einen Ansatz zu einer Bilanz der Schneedeckenverhältnisse zu geben, indem er die Andauer der Schneedecke proportional dem Schneeniederschlag und invers proportional der absoluten Temperatur setzt. Dadurch werden Beziehungen zwischen den Änderungen der Temperatur, der Niederschlagsmenge und der Andauer der Schneedecke festgelegt, die in ihren Folgerungen besonders für die Eiszeitenforschung von Bedeutung werden. *F. Steinhauser.*

Kurt Wegener. Die Frage der Verdunstung. Meteorol. ZS. 52, 342—343, 1935, Nr. 9. Der Verf. beschreibt eine Versuchsanordnung, bei der mit einer Drucklibelle gezeigt werden kann, daß die Verdunstung in der Luft nicht nach den Gesetzen der Diffusion, sondern als makroskopischer Austauschprozeß vor sich geht, so daß sich die Verdunstung in einer bestimmten Luftschicht vor allem nach oben hin durch Aufsteigen des leichteren Wasserdampfes geltend macht. *F. Steinhauser.*

Hans Ertel und Sjan-zi Li. Die Berechnung der Advektion. Meteorol. ZS. 52, 356—357, 1935, Nr. 10. Die Verff. leiten nach einer Kritik an Rossbys allgemeiner Advektionstheorie als neue Grundgleichung einer allgemeinen Advektionstheorie für Zustandsänderungen nach einer Polytropen der Klasse $n(z)$ die Formel

$$\delta p = \delta \pi(z) \left\{ 1 - g \rho \int_0^z \frac{n(z)}{n(z) + 1} \cdot \frac{dz}{p} \right\}$$

ab, wo $\delta \pi(z)$ das Druckäquivalent der Advektion oberhalb z darstellt. Für adiabatische Zustandsänderungen ist bekanntlich $n(z)/[n(z)+1] = 1/\kappa = c_v/c_p$, wodurch sich die Formel von Rossbys spezieller Advektionstheorie als Spezialfall aus obigem ableiten läßt.

F. Steinhäuser.

M. W. Chiplonkar. The Nature of the Transition from Troposphere to Stratosphere and Upper Air Temperatures over India in the Winter and Hot Seasons. *Current Science* 4, 232—234, 1935, Nr. 4. Während normalerweise in der vertikalen Temperaturverteilung in den Tropen erst in 16 bis 18 km Höhe eine Inversion beginnt, findet man im Winter und am Beginn der heißen Jahreszeit über Nordindien häufig darunter eine 2 bis 3 km dicke Schicht mit Isothermie oder nur ganz geringen Temperaturgradienten, die gelegentlich schon in einer Höhe von 10 km beginnt. Diese Schichtung wurde einer meridionalen Luftzufuhr in der Nähe der Tropopause aus gemäßigten Breiten zugeschrieben. Eine Unterteilung der aerologischen Aufstiege in Agra in drei Gruppen, die dadurch gekennzeichnet sind, daß die Unterbrechung der vertikalen Temperaturabnahme in einer Höhe von 10 bis 12 km bzw. 12 bis 14 km oder erst über 14 km erfolgt, zeigt, daß bei tiefer Lage der Übergangsschicht die Temperatur in der Schicht von 4 bis 12 km Höhe abnormal niedrig, in der Schicht über 13 km aber übernormal hoch ist. In Poona zeigten sich diese Verhältnisse nur mehr selten und ganz schwach.

F. Steinhäuser.

Horst-Günther Koch. Das mikroklimatische Temperaturfeld bei Bewölkung und Wind. S.-A. Bioklim. Beibl. 1935, S. 121—124, Nr. 3. Es wird der verwischende Einfluß von Bewölkung und schwachem Wind auf das Temperaturmikroklima in verschiedenen Waldbeständen untersucht. Die kurzperiodischen Temperaturschwankungen wirken sich in den einzelnen Waldarten verschieden aus, je nachdem, ob sie durch Bewölkung (veränderte Strahlungsbedingungen) oder durch schwachen Wind (während des Durchzuges von „Mikrofronten“) hervorgerufen sind. Für erstere ist in der Hauptsache die Durchlässigkeit der Baumkronen und die Höhe des Bestandes, für letztere die Dichte des Bestandes verzögernd und abschwächend maßgebend.

H. Israel-Köhler.

F. Dannmeyer. Das Ultraviolettlima der Großstadt (Hamburg) und der Nordseeküste (Nordheimstiftung Sahlenburg bei Cuxhaven). S.-A. Bioklim. Beibl. 1935, S. 106—109, Nr. 3.

Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in einigen österreichischen Seen. Wiener Ber. 144 [2a], 85—109, 1935, Nr. 3/4. Vgl. diese Ber. 16, 1494, 1935.

Scheel.

Hans Poser. Nebelbögen, kleiner Sonnenhalo, und Luftspiegelungen im ostgrönländischen Packeise. Ann. d. Hydrogr. 63, 261—267, 1935, Nr. 7. Einige Beobachtungen von Luftspiegelungen und die gleichzeitigen Temperaturen aus dem ostgrönländischen Packeis (Juli 1931) werden mitgeteilt. Zuvor gibt Verf. Beobachtungen über einen kleinen Sonnenhalo und den echten weißen Regenbogen bekannt. Die Luftspiegelungen nach oben treten im Juli auf, so daß die übliche Bezeichnung „Frühjahrsspiegelungen“ unzuweckmäßig ist. Vorbedingung ist eine kräftige Temperaturinversion bei ruhiger Luft und heiterem Himmel.

H. Ebert.

C. Wirtz. Zur Helligkeit und Farbe des klaren Himmels an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins. Ann. d. Hydrogr. 63, 170—173, 1935, Nr. 4. Mit einer Selenhalbleiter-Photozelle ist an der Nordseeküste die Flächenhelligkeit des klaren Himmels gemessen. Wird die Fessenkoffsche (1934) Formel auf die Zenithelligkeiten angewendet, so zeigt sich, daß die berechnete

Helligkeit sehr viel langsamer mit der Sonnenhöhe abnimmt, als die Beobachtungen verlangen. Die Abhängigkeit der Bläue im Zenit von der wahren Zenitdistanz der Sonne ist nicht minder ausgesprochen, wie der Gang der Zenithelligkeit nach demselben Argument. Es folgt eine kurze Bemerkung über die Messung der Himmelsfarbe. *H. Ebert.*

C. Wirtz. Untersuchungen über die Kimmtiefe an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins. Ann. d. Hydrogr. 63, 340—349, 1935, Nr. 9. Kimmtiefenmessungen aus den Jahren 1932/33 sind in statistischer Weise nach verschiedenen Argumenten zusammengefaßt, mit dem Ziele, die als Argument gewählten Einflüsse in den Erscheinungen der Kimm möglichst rein herauszuheben. *H. Ebert.*

P. Mildner und M. Röttschke. Messungen des Staubgehaltes in der freien Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 326—329, 1935, Nr. 9. Die Messungen wurden auf vier Freiballonfahrten in der Nähe von Leipzig mit einem Zeiss-schen Konimeter, das die Zählung der Staubkernchen von $2,5 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$ cm Durchmesser ermöglichte, in verschiedenen Luftmassen durchgeführt. Der größte gefundene Staubgehalt war etwa 25 000 Teilchen pro Liter in geringer Höhe. In größeren Höhen und in arktischen Luftmassen war der Staubgehalt sehr gering (in 1100 bis 1900 m weniger als 100 Teilchen pro Liter). Die Unterschiede im Staubgehalt und in seiner vertikalen Verteilung waren bei den einzelnen Fahrten sehr groß. *F. Steinhauser.*

Constantin Cobilanchi. Sur les sauts de la température de l'air atmosphérique. Bull. Soc. Roum. Phys. 36, 105—110, 1934, Nr. 63/64. Unter Ausschaltung örtlicher Einflüsse ist versucht worden, die Ursachen der plötzlichen Temperatursprünge in der Atmosphäre zu finden und diese Sprünge selbst nach der Art ihres Entstehens und ihres Verhaltens zu klassifizieren. Solche meteorologischen Faktoren sind: Sonneneinstrahlung, plötzliche Windstöße, Nebel, Wolken. *H. Ebert.*

A. v. Brunn. Über die Berechnung der Kimmtiefe aus gegebenen meteorologischen Unterlagen auf Grund einer vollständigen Theorie der terrestrischen Refraktion. ZS. f. Verm. 64, 673—685, 1935, Nr. 22. Der Verf. leitet auf Grund einer von ihm früher entwickelten allgemeinen Theorie der terrestrischen Refraktion unter Berücksichtigung des vertikalen Temperaturgradienten α und der Luftdichte ρ als Formel für die Kimmtiefe $k = [1 - 0,232\,08\,\rho\,(1 - 29 \cdot 29\,\alpha)] \sqrt{2\,h/a}$ ab, wenn k so definiert ist, daß die Zenitdistanz der Kimm $= 90^\circ + k$, und wenn h die Höhe des Beobachtungspunktes in Meter und a der Erdradius ist. Danach bespricht er die möglichen Formen der Sehstrahlkrümmung bei verschiedenen Temperaturgradienten. Bei Überströmen einer kalten Meeresoberfläche durch warme Luft kann sich ein Temperaturgradient ausbilden, der bewirkt, daß die Kimmtiefe gleich Null, d. h. die horizontale Sehweite theoretisch unendlich wird. Darauf ist die abnorm weite Fernsicht, die oft im Frühling beobachtet wird, zurückzuführen. Strömt kalte Luft über eine noch warme Meeresoberfläche, so kann sich eine Temperaturschichtung einstellen, die bewirkt, daß die Kimmtiefe den rein geometrischen Betrag übersteigt, daß konvex gekrümmte Sehstrahlen vorkommen. *F. Steinhauser.*

Wlad. Gorczyński. The Mean Duration of Bright Sunshine along the Mediterranean Coasts. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1935, S. 280—286, Nr. 5/6. In Tabellen werden als Grundlage zu einer Beurteilung des Strahlungsklimas für zahlreiche Stationen an den Küsten des Mittelländischen Meeres Monats- und Jahresmittel der Sonnenscheindauer mitgeteilt, die den großen Sonnenscheinüberschuß dieser Gebiete im Vergleich zu Inlandstationen namentlich im Winter

zeigen. Die längste Sonnenscheindauer findet man im südöstlichen Teil der spanischen Mittelmeerküste und an der ägyptischen und kleinasiatischen Küste. Die Sonnenscheindauer im Gebiet von Split bis Ragusa ist ebenso günstig wie im Gebiet von San Remo bis Nizza.

F. Steinhauser.

W. W. Coblenz and R. Stair. Factors affecting ultraviolet solar radiation intensities. Bur. of Stand. Journ. of Res. 15, 123—150, 1935, Nr. 2 (RP. 816). Die Messungen sind in Washington ($38^{\circ} 56' N$, 107 m), auf dem Lowell Observatorium Flagstaff, Ariz. ($35^{\circ} 12' N$, 2225 m), auf dem benachbarten San Francisco Peaks (3200 m) und in San Juan ($18^{\circ} 18' N$, 23 m) mittels neuartiger photoelektrischer Titanzellen durchgeführt worden, wobei der Empfindlichkeitsbereich der Zellen von 2900 bis 3500 Å durch Verwendung von vier Glasfiltern in fünf Ausschnitte unterteilt wurde. So wurde die Absorption durch das Ozon der Luft, das in erster Linie von Bedeutung ist, und auch die Schwächung durch atmosphärische Verunreinigungen untersucht. Leichter Nebel schwächt das Ultraviolett zum Unterschied vom Ozon in allen Wellenlängen nahezu gleichmäßig. Dem täglichen und jährlichen Gang des Ozongehalts ist es zuzuschreiben, daß auf der Flagstaff Station die atmosphärische Durchlässigkeit für Ultraviolett am Nachmittag größer als am Vormittag und im Herbst größer als im Frühling gefunden wurde. Im biologisch wirksamen Wellenlängenbereich von 2900 bis 3130 Å ist die Ultraviolettintensität in 2000 m Höhe um 40 bis 50 % größer als in Meereshöhe. Bei gleicher Sonnenhöhe ist die Ultraviolettintensität in den Tropen (San Juan) ein wenig höher als in mittleren Breiten (Washington), was mit den Beobachtungen übereinstimmt, daß in den Tropen der Ozongehalt etwas geringer ist. Von Bedeutung wird der Unterschied aber erst, wenn man berücksichtigt, daß in den Tropen die Sonne viel längere Zeit größere Höhen erreicht als in mittleren Breiten. (Für Luftmassen $m = 1,00$ bis 1,01 ist in San Juan die mittlere Ultraviolettintensität im Spektralbereich von 2900 bis 3130 Å um 20 % höher als zur gleichen Jahreszeit in Washington.) In umfangreichen Tabellen werden die einzelnen Messungsergebnisse mit Angabe der Witterung mitgeteilt und es wurde der prozentuelle Anteil der einzelnen Spektralbereiche in Abhängigkeit vom Ozongehalt und im Tagesgang festgelegt.

F. Steinhauser.

Walter Grundmann. Ein Beitrag zum Strahlungsklima des Riesengebirges. Strahlentherapie 54, 359—361, 1935, Nr. 2. Mit dem Michelson-Martens-Aktinometer über das Intensitätsverlauf der direkten ungefilterten Sonnenstrahlung in verschiedenen Höhen des Riesengebirges untersucht. Die optische Durchlässigkeit der Atmosphäre (Reinheitsgrad) ist im Winter und Frühjahr am größten.

Nitka.

Oliver R. Wulf. Light Absorption in the Atmosphere and Its Photochemistry. Journ. Opt. Soc. Amer. 25, 231—236, 1935, Nr. 8. Die Sonne wird als schwarzer Körper von 6000° abs. betrachtet und die Verteilung der Zahl der emittierten Quanten über das Spektrum gegeben. An Hand dieser Kurve werden Betrachtungen über die durch kurzwelliges Licht veranlaßten in den höheren Schichten der Atmosphäre sich abspielenden Vorgänge (Dissoziation, Ionisation, chemische Neubildungen) angestellt. Insbesondere wird auf die biologische Wichtigkeit der Ozonbildung und die Notwendigkeit von Untersuchungen hierüber — insbesondere über den Betrag der Ozonbildung und über ihre geographische Verteilung — hingewiesen.

Dziobek.

Luigi Giulotto. Determinazione della costante solare su misure fatte a Cortina d'Ampezzo. S.-A. Rend. Lomb. (2) 68, 638—640, 1935, Nr. 11/15. Aus Strahlungsmessungen der Sonnenstrahlung, die am 29. Januar 1935

im Heliotherapeutischen Institut Codivilla in Cortina d'Ampezzo mit einem Pyreheliometer durchgeführt wurden, bestimmt der Verf. die Solarkonstante nach einem Extrapolationsverfahren von Amerio. Es wird zunächst angenommen, daß der Absorptionskoeffizient für die Sonnenstrahlung sowohl für die verschiedenen Strahlungen wie für die verschiedenen Tageszeiten konstant ist. Es wurde nun in Zwischenräumen von 30 min über den ganzen Tag die Strahlung gemessen und aus jeder Messung ein Wert für die Solarkonstante ermittelt. Diese Werte nehmen gegen die Mittagszeit hin zu und fallen gegen Abend ab. Der Wert der Mittagszeit wurde aus diesem Gang ermittelt. Es ergab sich für die Solarkonstante der Wert 2,02.

Schön.

V. Nobile. Sulla possibilità di nuovi indirizzi della teoria della refrazione astronomica e di occasionali contributi alla fisica dell'atmosfera. II. Lincei Rend. (6) 21, 675—678, 1935, Nr. 10. In einer früheren Mitteilung hat der Verf. vorgeschlagen, aus dem Integral für die Korrektur der Sternkoordinaten bezüglich der Refraktion der Atmosphäre mit Hilfe der bekannten empirischen Korrekturwerte Aussagen über den physikalischen Zustand der Erdatmosphäre zu gewinnen. Im Sinne dieses Vorschlags wird nun das Integral bis zur zweiten Näherung entwickelt. Die Formel gestattet die Berechnung des physikalischen Zustands der Atmosphäre für die Zeit, in der die astronomischen Beobachtungen gemacht werden, innerhalb der Grenzen der Näherung. Durch geeignete Vorsichtsmaßregeln können die meteorologischen Schwankungen ausgeschaltet werden. Der Verf. schlägt vor, nur solche Sterne zur Messung zu benutzen, deren Deklinationen sehr genau bekannt sind und günstig liegen, sowie die Beobachtungen nur in fortgeschrittener Nachtstunde vorzunehmen. Außerdem müssen die Beobachtungen zu einer Jahreszeit vorgenommen werden, die konstante meteorologische Verhältnisse hat, : daß eine große Reihe von Beobachtungen miteinander verglichen werden kann.

Schön.

F. W. P. Götz, M. Schein und B. Stoll. Messungen des bodennahen Ozons in Zürich. Gerlands Beitr. z. Geophys. 45, 237—242, 1935, Nr. 3.

Alexandre Dauvillier. Sur le dosage de l'ozone atmosphérique. Comparaison de méthodes spectrographique et chimique. C. R. 201, 679—680, 1935, Nr. 16.

Dede.

Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Mesure de l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique pendant l'hiver polaire. C. R. 201, 787—789, 1935, Nr. 18. Mittels einer spektroskopischen Methode (1934) ist der Ozongehalt höherer Schichten bestimmt worden. Wenn die vorliegenden Messungen auch nicht für allgemeinere Schlüsse ausreichen, so scheint doch daraus hervorzugehen, daß der Beginn stratosphärischer Schichten durch den totalen Gehalt an Ozon charakterisiert werden kann.

H. Ebert.

N. Fuchs und N. Oschman. Über die Bildung von Aerosolen. 1. Methodik, Schwefelsäurenebel. Acta Physicochim. URSS. 3, 61—78, 1935, Nr. 1. Verff. beschreiben eine Methode zur Darstellung von Aerosolen, indem zwei Luftströme rasch miteinander vermischt werden, die die reagierenden Gase enthalten. Das primär gebildete Aerosol wird unmittelbar darauf stark verdünnt. Am Beispiel SO_3 - und H_2O -Dampf wird die gute Reproduzierbarkeit der Teilchenkonzentration (Dispersität) gezeigt. Der Teilchenradius liegt bei $1,2$ bis $1,5 \cdot 10^{-6}$ cm, die Nebel sind wahrscheinlich isodispers.

Tollert.

W. Krömer. Über die Wahrscheinlichkeit der in den Klimatabellen auftretenden Fehler. Ann. d. Hydrogr. 63, 433—437, 1935, Nr. 11. Es wird an Beispielen gezeigt, wie der in den Klimatabellen auftretende

Fehler errechnet wird. Bei Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit des Vorkommens bestimmter Fehler wird die Sicherheit der Berechnungen in den Klimatabellen erhöht.

H. Ebert.

E. Niederdorfer. Der Maximaldruck des Wasserdampfes über trocknen Salzen. Ann. d. Hydrogr. 63, 437—439, 1935, Nr. 11. Es ist die frühere Arbeit (1934) fortgesetzt und festgestellt, bei welchem Grad der Luftfeuchtigkeit die Salze NaCl , $\text{MgSO}_4 + 7 \text{H}_2\text{O}$ und $\text{MgCl}_2 + 6 \text{H}_2\text{O}$ Wasser aus der Luft aufnehmen oder an sie abgeben, je nachdem, ob man die Luftfeuchtigkeit beim Versuch stufenweise steigerte oder herabsetzte. Während die Salze NaCl und MgCl_2 nur eine ganz geringe Abhängigkeit der relativen Feuchtigkeit zeigten (das eine Salz um 75 %, das andere um 33 %), nimmt $\text{MgSO}_4 + 7 \text{H}_2\text{O}$ eine Ausnahmestellung ein; diese wird damit erklärt, daß dem Salz ganz oder teilweise das Kristallwasser entzogen ist.

H. Ebert.

L. Egersdörfer. Versuch einer harmonischen Analyse von Wetterkarten auf zeichnerischem Wege. Ann. d. Hydrogr. 63, 204—210, 1935, Nr. 5.

Paul Linden. Die Sonnenstrahlungsintensität und ihre Bedeutung für den Wohn- und Städtebau unter besonderer Berücksichtigung der Bewölkung. Zwei neue Verfahren zur Bestimmung der Besonnungsverhältnisse bei Bauten. Diss. Aachen, 19 S., ohne Angabe der Jahreszahl.

Dede.

Georg Hamel und Erich Günther. Numerische Durchrechnung zu der Abhandlung über Grundwasserströmung. (Abhandlungen zur Hydrodynamik IV.) ZS. f. angew. Math. u. Mech. 15, 255—265, 1935, Nr. 5. In der Abhandlung über Grundwasserströmungen in der ZS. f. angew. Math. und Mech. 14, 129, 1934, hat G. Hamel die formelmäßige Lösung für einfache Fälle von Grundwasserströmungen angegeben. In der vorliegenden Arbeit wird die numerische Durchführung für den Fall angegeben, daß ein Damm mit vertikalen Wänden durchsickert wird, auf dessen beiden Seiten sich Wasser von verschiedener Höhe befindet, das nach unten hin durch eine undurchlässige Schicht begrenzt ist.

Treffltz.

L. Sorokin. Die Anwendung gravimetrischer Aufschlußmethoden in der USSR. Verh. 7. Tag. Balt. Geod. Komm. Leningrad u. Moskau 1934, II, S. 379—387, Helsinki 1935. Eine allgemeine Übersicht über die Tätigkeit auf dem Gebiet der angewandten Schwerkraftmessungen ohne nähere Angaben über Apparate, Beobachtungsverfahren und Ergebnisse.

K. Jung.

E. Koridalin und S. Masarskij. Über die seismische Prospektion nach der Methode der reflektierten Wellen. C. R. Moskau (N. S.) 3, 121—124, 1935, Nr. 3. Nach kurzen Ausführungen über das Prinzip der seismischen Reflexionsmethode werden die Gebrauchsformeln für einfache und doppelte Überdeckung der reflektierenden Schichtgrenze angegeben und einige Ergebnisse mitgeteilt. Mit der Apparatur des Seismologischen Instituts der Akademie der Wissenschaften USSR. konnten Reflexionen von zwei Horizonten unter sehr komplizierten geologischen Verhältnissen aufgezeichnet werden, und es wurde die Lagerungstiefe der Artinschen Kalkgesteine bestimmt. Die Ergebnisse stimmen ganz gut mit Bohrungen überein.

K. Jung.

Geophysikalische Berichte

P. Mildner. Das Geophysikalische Observatorium der Universität Leipzig. ZS. f. Geophys. 11, 329—339, 1935, Nr. 7/8. *Scheel.*

E. Zinner. Alte Wetterbeobachtungen. Meteorol. ZS. 52, 443—444, 1935, Nr. 11. Der Verf. berichtet über bisher unbekannte Quellen alter Witterungsbeobachtungen aus Deutschland, die bis in das 14. Jahrhundert zurückgehen.

F. Steinhäuser.

George M. Byram. A Photoelectric Method of Measuring the Transparency of the Lower Atmosphere. Journ. Opt. Soc. Amer. 25, 393—395, 1935, Nr. 12. Durch einen Spiegel wird Sonnenlicht auf zwei in verschiedenen Entfernungen (2,5 und 0,6 km), aber in derselben Richtung aufgestellte Photozellen reflektiert. Dabei vereinigen vor den Zellen angebrachte Linsen die Sonnenstrahlen gerade auf die aktive Fläche der Zellen, die eine spektrale Empfindlichkeit besitzen, die der des Auges ähnlich ist. Die Photoströme können an einem Galvanometer abgelesen werden, und sie geben unter Berücksichtigung der bekannten Distanz der Zellen die Möglichkeit, die Transparenz der Luft zu berechnen.

F. Steinhäuser.

F. Weischedel. Eine Methode zur Registrierung Hoffmannscher Stöße. ZS. f. techn. Phys. 16, 402—404, 1935, Nr. 11. Phys. ZS. 36, 796—798, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. An einer nach der Entlademethode arbeitenden selbstregistrierenden Ionisationskammer nach Regener wird gezeigt, daß Hoffmannsche Stöße durch kontinuierliche Beleuchtung des Elektrometerfadens registriert werden können. Die Methode eignet sich zur Registrierung Hoffmannscher Stöße hinter großen Absorberschichten, z. B. im tiefen Wasser. Es werden Hoffmannsche Stöße bis zu einer Wassertiefe von 230 m gefunden. Die in 130 m Wassertiefe erhaltenen vorläufigen Resultate werden mitgeteilt.

F. Weischedel.

Karl Lüdemann. Einige Mitteilungen über das sog. Eisenbahner-Universalinstrument. ZS. f. Instrkde. 55, 489—497, 1935, Nr. 12. Das Universalinstrument ist seinem Wesen nach ein Tachymeter-Theodolit mit Tangentenschraube. Der Verf. untersucht die Brauchbarkeit des Instruments in verschiedener Hinsicht und stellt fest, daß es bei Anerkennung seines Eigenwertes für die Vermessungsarbeiten der Eisenbahntruppen wenig geeignet ist und sich bereits im Kriege nicht bewährt hat. Besser war der Eisenbahnertheodolit, der dem Universalinstrument in seinem konstruktiven Aufbau entspricht, jedoch keine Tangentenschraube besitzt. Der Theodolit aber bot auch durch seine Konstruktion und durch das Stativ mit Horizontier- und Zentriervorrichtung dem fachlich nicht oder nicht genügend vorgebildeten Beobachter mancherlei zeitraubende Schwierigkeiten. Im Kriegsvermessungswesen, dem wohl meist Fachleute zur Verfügung standen, konnte man dagegen die Instrumente als gutes Kriegsgerät bezeichnen, das nicht als unpraktisch empfunden wurde.

Flügge.

R. Bock. Über einen Registrierapparat mit doppelter Registrierung. ZS. f. Instrkde. 55, 497—499, 1935, Nr. 12. Der vom Variometer ausgehende Lichtstrahl wird durch Prismen in die Vertikalebene nach oben und unten umgelenkt und auf zwei voneinander unabhängige Walzen projiziert. Die untere Walze läuft mit der normalen Geschwindigkeit von einer Umdrehung in 24 Stunden, während die obere mit umschaltbarer Geschwindigkeit von einer Umdrehung in 2, 8 oder 24 Stunden bewegt wird. Die untere Walze nimmt die laufenden Registrierungen auf, die obere ist bei Messungen in Betrieb, wenn es auf Einzelwerte

mit kurzen Zeitabständen ankommt. Der Beginn und das Ende dieser Registrierung ist durch Fernastastung elektrisch einschaltbar. *Flügge.*

B. Claus und F. Kohlitz. Flugzeuggerät zur Feststellung und Ausmessung thermischer atmosphärischer Störungen. *ZS. f. techn. Phys.* 16, 16—18, 1935, Nr. 1. Ein neues Gerät zur Feststellung und Ausmessung thermischer atmosphärischer Störungen während eines Fluges vor allem im Segelflugzeug wird beschrieben. Es beruht auf dem Bolometerprinzip, ist in Brückenanordnung gebaut und vor allem praktisch trägheitsfrei. Für das Widerstandsthermometer wird Nickeldraht verwendet. Verschiedene Versuchsergebnisse (thermische Empfindlichkeitscharakteristik, Durchfliegen eines Thermikschlauches, Schleppflug über einen Fabrikschornstein) werden mitgeteilt. Vergleiche mit dem bisher gebräuchlichen Variometer zeigen, daß dieses entweder viel zu spät oder gar nicht reagiert. *Fritz Hänsch.*

Kurt Werner. Verhalten der Luftdämpfung und Bestimmung des Dämpfungsgrades bei Seismographen und Erschütterungsmessern. *ZS. f. Geophys.* 11, 288—306, 1935, Nr. 6. Die Dämpfungskonstante von Seismographen und Erschütterungsmessern kann aus dem Amplitudenverhältnis aufeinanderfolgender Schwingungen, aus dem Verhältnis der Perioden des gedämpft und ungedämpft frei schwingenden Apparats, aus der Verschiebung des Maximums der freien gedämpften Schwingung, aus dem Verhältnis der wahren Vergrößerung zur Hebelvergrößerung und der Phasenverschiebung bei sinusförmigen erzwungenen Schwingungen berechnet werden. Theoretische Betrachtungen zeigen, daß die erforderliche Genauigkeit von 10 % bei Instrumenten mit kurzer Eigenperiode am einfachsten durch Ausmessen der Amplituden aufeinanderfolgender Schwingungen erhalten wird. Bei langperiodischen Instrumenten können die Verschiebung des Maximums und das Verhältnis der Perioden der gedämpften und ungedämpften Schwingung ebensogut verwendet werden. Die Verwendung der Phasenverschiebung ist bei den erreichbaren Registriergeschwindigkeiten wegen zu geringer Genauigkeit nicht möglich. Durch Vergleich der nach verschiedenen Methoden gewonnenen Dämpfungswerte kann man beurteilen, wie weit der Dämpfungsvorgang dem Idealfall des der Indikatorgeschwindigkeit proportionalen dämpfenden Widerstands nahe kommt. Experimentelle Untersuchungen an einem kurzperiodischen Feldseismographen und am Wiechertschen 17 t-Pendel werden eingehend beschrieben. Bis zur Dämpfung $s = 6:1$ sind die mit verschiedenen Methoden erhaltenen Dämpfungswerte innerhalb 10 % einander gleich. *K. Jung.*

Rolf Bungers. Bestimmung von Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen. *ZS. f. Geophys.* 11, 326—328, 1935, Nr. 6. Bei sprengseismischen Untersuchungen zeigt es sich, daß der auftauchende Bebenstrahl nicht in der durch die Verbindungslinie von Sprengort und Beobachtungsort gelegten Vertikalebene liegt. Dies kommt daher, daß die Streichrichtungen von Schichtgrenzen im Untergrund auf dieser Ebene nicht senkrecht sind. Es wird eine einfache Methode entwickelt, um aus der mit Dreikomponentenmessungen ermittelten Richtung des Emergenzstrahls Streichrichtung und Fallwinkel der Grenzfläche eines Zweischichtenmediums zu bestimmen. *K. Jung.*

Heinz Dobberstein. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXII. Eichung von Fernschallempfängern. *ZS. f. Geophys.* 11, 362—377, 1935, Nr. 7/8. Die meist zur Bestimmung von Laufzeiten verwendeten Schallempfänger, der Membranapparat von Wiechert und der Undograph von Kühl, sind auch zur Aufnahme der

Wellenform geeignet, wenn ihre Konstanten bestimmt sind. Die Resonanzkurve weist ein Maximum der Amplitude in der Nähe der Eigenperiode des im Apparat enthaltenen Luftvolumens auf. Infolge einer Verbindung zwischen Innen- und Außenraum, die zur Unterdrückung von Winddruckschwankungen angebracht ist, werden die Amplituden nicht nur im Grenzfall der unendlich kleinen, sondern auch bei unendlich langen Perioden Null. Dieser Umstand verlangt eine Ergänzung der Indikatorgleichung. Hiermit wird eine theoretische Resonanzkurve abgeleitet, die mit experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmt. Es werden zwei Methoden beschrieben, mit denen die Konstantenbestimmung bei Schallempfängern für den Bereich von 1 bis 20 und 1 bis 80 Hertz ausgeführt werden kann. Mit Berücksichtigung der Resonanzverhältnisse erweisen sich gleichzeitige Aufzeichnungen verschieden gebauter Membranapparate und eines Undographen als gut übereinstimmend. Unterschiede im Aussehen der Kurvenbilder sind im wesentlichen Folgen der verschiedenen Eigenperioden.

K. Jung.

Zen'iti Yasui. On the Lag of Deep-sea Reversing Thermometers. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 33—41, 1935, Nr. 1. An zehn Umkippthermometern ist die Trägheit bestimmt worden. Wird der Quotient $(T - T_0)/(T_1 - T_0)$ durch eine Exponentialfunktion dargestellt: $e^{-\lambda t}$ (T = Anzeige des Thermometers zur Zeit t , T_0 die zu messende wahre Wassertemperatur und T_1 die Temperatur vor dem Eintauchen), so ist angenähert $\lambda = 1,53$. Das bedeutet, daß bei einer Differenz $T_1 - T_0$ von etwa 20° nach 6 min Wartezeit ein Thermometer gekippt werden kann.

H. Ebert.

M. S. Katti. Moisture Variation Indices of Soils in Relation to their other Physical Properties. Current Science 4, 419, 1935, Nr. 6. Die Aufnahmefähigkeit von Feuchtigkeit aus der Luft ist für verschiedene Bodenarten verschieden. Es zeigt sich, daß andere Eigenschaften, wie tägliche Schwankungen im Feuchtigkeitsgehalt, die Form der Trocknungskurve u. ä., den gleichen Gang haben.

H. Ebert.

A. Scheibe und U. Adelsberger. Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge mittels Quarzuhren. Phys. ZS. 37, 38, 1936, Nr. 1. In der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt werden die Quarzuhren I und II seit Januar 1932, die neueren Typen III und IV seit Juni 1933 für Zeitmessungen benutzt. Schon im Januar 1933 ergab sich für die Uhren I und II eine völlig gleichartig verlaufende Gangänderung. Im Juni 1934 trat wieder eine Gangänderung ein, deren Betrag von 0,004 sec für beide Uhrentypen bis auf wenige 10^{-4} sec gleich war. Auf Grund des Verhaltens der Quarzuhren in dem mehrjährigen Beobachtungszeitraum und der Tatsache, daß äußere Einflüsse auf beide Uhrentypen verschieden einwirken, muß diese Gangänderung der astronomischen Tageslänge zur Last gelegt und mit höchster Wahrscheinlichkeit als Veränderung der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde gedeutet werden.

Adelsberger.

Alfred Weber. Neue Beobachtungen über den Radiumgehalt des Quellsedimentes „Reissacherit“ der Thermen von Bad-Gastein. Wiener Anz. 1935, S. 266—268, Nr. 26. Das zuerst 1856 von K. Reissacher beobachtete dunkelbraune, schlammige Sediment wurde bereits 1913 als stark radioaktiv erkannt ($447,300 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Reissacherit). Die nun an sechs verschiedenen Proben durchgeführten Neubestimmungen ergaben einen Radiumgehalt von $4,400 \cdot 10^{-12}$ g bis $16,400 \cdot 10^{-12}$ g Ra/g Reissacherit. Die Meßmethodik soll in einer späteren Arbeit über den „Radiumgehalt der Gesteine der Hochalm-Ankogelgruppe“ beschrieben werden.

Dede.

Katsutada Sezawa. Love-waves Generated from a Source of a certain Depth. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 1—17, 1935, Nr. 1. In einer in Bull. Earthq. Res. Inst. 7, 437, 1929 erschienenen Arbeit hat der Verf. zum ersten Male eine Beziehung zwischen der Tiefe eines Bebens und der Amplitude der Love-Wellen angegeben. Die dort gemachten physikalischen Voraussetzungen sind nicht ganz einwandfrei. In der vorliegenden Arbeit wird die Entstehung der Love-Wellen bei Erdbeben noch einmal vom mathematischen Standpunkt behandelt. Die eingeführten Grenzbedingungen schließen sich den praktischen Erfahrungen besser an, so daß der Verf. hofft, daß die mathematischen Resultate auch in der Seismik Verwendung finden können. *W. Schneider.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Periods and Amplitudes of Oscillations in *L*- and *M*-Phases. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 18—37, 1935, Nr. 1. In der *L*-Phase eines Bebens herrschen Wellen mit langer Periode und verhältnismäßig kleiner Amplitude vor. In der *M*-Phase sind die Perioden klein und die Amplituden groß. Aus Berechnungen der Verrückungen der Love- und Rayleigh-Wellen schließen die Verff., daß die *L*- und *M*-Phase den Love- bzw. Rayleigh-Wellen entsprechen. *W. Schneider.*

Takeo Matuzawa. Über Schattenwellen und Kernwellen. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 39—45, 1935, Nr. 1. Die *P*-Wellen sind in der letzten Zeit auch in dem sogenannten Schattengebiet des Endkerns festgestellt worden. Man hat angenommen, daß es sich um Beugungserscheinungen handelt. Deshalb hat der Verf. die Wellenbeugung durch eine im unendlichen elastischen Mittel eingebettete Kugel mathematisch behandelt. *W. Schneider.*

R. C. Hayes. A New Wave Characteristic of Deep-focus Earthquakes. Nature 136, 337—338, 1935, Nr. 3435. In sieben Seismogrammen des Dominion Observatory, Wellington, die zu Beben gehörten, deren Herde im südwestlichen Pazifik lagen, konnte eine neue Phase festgestellt werden. Sie trifft einige Minuten nach ScS ein. Diese Phase, die nur bei Beben mit sehr tiefem Herd beobachtet wurde, wird an der Erdoberfläche in der Nähe des Epizentrums reflektiert, und gelangt nach nochmaliger Reflexion an der Grenze des Kernes zur Station. In Übereinstimmung mit der bisherigen Bezeichnungsweise wird die neue Phase mit sScS bezeichnet. *W. Schneider.*

Ryūtarō Takahasi. The Destructive Earthquake of Formosa of April 21, 1935. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 224—226, 1935, Nr. 6. Das Beben begann am 20. April, 22^h 02^m G.M.T. Die Koordinaten des Epizentrums sind 24° 22' N und 120° 48' O. Die größte gemessene Amplitude betrug 16 mm. In einer Karte sind die Zonen der verschiedenen Stärkegrade abgegrenzt und besondere Veränderungen an der Erdoberfläche eingezeichnet. Die Verluste an Menschen und an Gebäuden sind in einer Tabelle zusammengefaßt. Einige Aufnahmen von den Zerstörungen des Lebens sind wiedergegeben. *W. Schneider.*

H. Martin. Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen. Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena 1935, Heft 26, 40 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1935. Die Einschwingvorgänge bei Galvanometern und Erschütterungsmessern werden theoretisch untersucht. Mit einem Schütteltisch werden die Ergebnisse experimentell bestätigt. — Mit Instrumenten vom Galvanometertyp können sinusförmige Schwingungen von jeder Periode aufgezeichnet werden. Der Einschwingvorgang ist vorherrschend, wenn die Eigenperiode des Galvanometers größer als die Periode der zu messenden Schwingung

ist. Bei Erschütterungsmessern ist zwischen Schwingungsmessern und Beschleunigungsmessern zu unterscheiden. Die Eigenperiode der Schwingungsmesser ist größer, die der Beschleunigungsmesser kleiner als die Periode der Erschütterung. Der Einschwingungsvorgang macht sich bei den Schwingungsmessern nur wenig bemerkbar, um so weniger, je größer die Eigenperiode im Verhältnis zur Periode der Erschütterung ist. Bei den Beschleunigungsmessern kann die Aufzeichnung durch das Einschwingen erheblich gestört sein, besonders wenn die Dämpfung des Apparates klein und die Anfangsphase der aufzunehmenden Bewegung nahezu 90° ist. Bei stoßartigen Erschütterungen geben die Schwingungsmesser Amplituden und vorherrschende Perioden ohne erhebliche Störung wieder. Jedoch sind Oberschwingungen häufig schwer zu erkennen, und die Berechnung der Beschleunigungen wird dann unsicher. Zur Beurteilung von Stoßbewegungen sind Aufzeichnungen eines Schwingungsmessers und eines Beschleunigungsmessers nötig.

K. Jung.

Microseismische onrust. Natuurk. Tijdschr. Nederl.-Ind. 45, 198—199, 1935, Nr. 3. Die in De Bilt aufgezeichnete mikroseismische Bodenunruhe ist in engem Zusammenhang mit Stärke, Lage und Zugrichtung der nordatlantischen Tiefdruckgebiete, während sich keine ausgeprägten Beziehungen zu der Küstenbrandung finden lassen. Auch aus der Schwingungsrichtung läßt sich erkennen, daß die Ursache der Bodenbewegung im tiefen atlantischen Ozean liegen muß.

K. Jung.

Harlan T. Stetson. The correlation of deep focus earthquakes with lunar hour angle and declination. Science (N. S.) 82, 523—524, 1935, Nr. 2135. In einer früheren Veröffentlichung (Science 69, 17, 1929) konnten Beziehungen zwischen Stundenwinkel und Deklination des Mondes und kleinen Schwankungen der geographischen Länge und Breite mitgeteilt werden. Inzwischen wurden ähnliche Beziehungen zwischen der Häufigkeit von Erdbeben und dem Stand des Mondes festgestellt. Die Betrachtung aller Erdbeben führt allerdings zu keinem Ergebnis. Beschränkt man sich aber auf Beben mit mehr als 100 km tiefem Herd, so zeigt sich, daß diese Erdbeben vorzugsweise dann auftreten, wenn die Gezeitenkräfte des Mondes im Epizentrum am größten sind.

K. Jung.

W. Bausch. Fahrbahn- und Gebäudeerschütterungen. ZS. f. techn. Phys. 16, 593—597, 1935, Nr. 12. 11. D. Phys.- u. Math.-Tag. Stuttgart 1935. Die Beobachtung von Bauwerken gibt kein zuverlässiges Maß für die Beurteilung der Zulässigkeit von Verkehrserschütterungen. Dagegen läßt sich die Lästigkeitsgrenze durch Untersuchungen am Menschen sicherer festlegen. Sie ist von der Frequenz der Erschütterung abhängig und beträgt zwischen 1 und 15 Hertz etwa 15 cm/sec^2 , bei 70 Hertz etwa 80 cm/sec^2 . Damit die Verkehrserschütterungen in Häusern sich nur mit Beschleunigungen von nicht mehr als 15 cm/sec^2 auswirken, ist nach experimentellen Untersuchungen zwischen Fahrbahn und Häusern ein Zwischenraum von mindestens 12 bis 14 m zu fordern, der im allgemeinen nicht zur Verfügung steht. So bleibt nur übrig, durch Herstellung glatter Fahrbahnen, Verwendung von Luftreifen und gut gefederten Fahrzeugen die Erschütterungen möglichst klein zu halten. Gräben können einen großen Teil der Erschütterungen abschirmen.

K. Jung.

R. Köhler. Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund. ZS. f. techn. Phys. 16, 597—600, 1935, Nr. 12. Die Ausbreitung dem Erdboden aufgezwingener, sinusförmiger stationärer Schwingungen zeigt Dispersionserscheinungen, die mit der Theorie der Rayleigh-Wellen in guter Übereinstimmung sind. Bei stoßförmigen Erschütterungen (Sprengungen) zeigen die Seismogramme als ersten Einsatz die longitudinale Welle, dann folgen zwei Arten von Scherungs-

wellen. Die Geschwindigkeit der zuerst ankommenden Scherungswelle nimmt wie bei stationären Schwingungen mit abnehmender Frequenz zu, die Geschwindigkeit der anderen Scherungswelle nimmt dagegen mit abnehmender Frequenz ab. Den Schluß des Seismogramms bildet eine Eigenschwingung des Untergrundes, die nach einer e -Funktion abklingt, vermutlich infolge Energieausstrahlung in tiefere Schichten. Aus den Dispersionserscheinungen und aus der Dämpfung der Eigenschwingungen kann auf die Eigenschaften des Untergrundes geschlossen werden.

K. Jung.

Gustav-Adolf Schulze. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XIX. Über die Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung. *ZS. f. Geophys.* 11, 307—321, 1935, Nr. 6. Durch Aufzeichnung der von einer 3 km entfernten Maschine erzeugten sinusförmigen Bodenbewegung wurde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Frequenz 3 Hertz im oberen Muschelkalk des Hainbergs bei Göttingen zu 1350 m/sec bestimmt. — In dem geschichteten Untergrund des Leinetals treten Dispersionserscheinungen auf. Durch Beobachtung der Frequenzen 3 und 6 Hertz konnte die von Köhler und Ramspeck aufgenommene Dispersionskurve nach niedrigen Frequenzen hin ergänzt werden. Zu ihrer Deutung wird ein Dreischichtenmedium angenommen. — Beim Anlaufen einer Maschine treten im Zweischichtenmedium Schwebungen auf, die als Interferenzen der auf verschiedenen Wegen von der Maschine zum Beobachtungsort gelaufenen Wellen gedeutet werden. Aus der aufgezeichneten Frequenz und dem Schwebungsintervall kann der Frequenzunterschied bestimmt werden. Aus dem Anlaufdiagramm der Maschine erhält man sodann den Laufzeitunterschied der beiden Wellen als die Zeit, in der die dem Frequenzunterschied entsprechende Frequenzänderung vor sich geht.

K. Jung.

Gerhard Schmerwitz. Die Wirkungsweise eines Klinographen bei der Aufzeichnung von Neigungswellen. *ZS. f. Geophys.* 11, 273—288, 1935, Nr. 6. Die Voraussetzungen, welche von W. Schlüter für die Versuche zum Nachweis der bei Erdbebenwellen auftretenden Bodenneigungen gemacht worden sind, treffen nicht zu. Der Schwerpunkt wurde nicht, wie zu fordern gewesen ist, genau in den Berührungspunkt von Schneide und Ebene, sondern ohne Berücksichtigung der Schneidenkrümmung darüber verlegt. Hierdurch traten Einflüsse der Horizontalkomponente auf, die fünf- bis zehnmal größer waren als die zu erwartenden Neigungsausschläge. Da auch die Aufhängung des Spiegelsystems nicht günstig gewählt war und außerdem bei der Berechnung der Intensität der Oberflächenwellen das Azimut, bezogen auf den Kinographenbalken, nicht berücksichtigt ist, sind die Ableitungen neu durchgeführt worden. Unter Beachtung aller auf den Balken und das Spiegelsystem einwirkenden Kräfte werden die Bedingungen genau formuliert, die zu erfüllen sind, um die Bodenneigungen bei Erdbebenwellen unabhängig von Störungen mit der erforderlichen Sicherheit von etwa 0,001 Winkelsekunde zu messen. Der erbrachte Nachweis, daß die Bewegung der Seismographen hauptsächlich durch Horizontalverschiebungen und nicht durch Neigungsänderungen verursacht wird, bleibt durch die neuen Rechnungen unberührt.

Schmerwitz.

August Sieberg. Die gesetzmäßige Verteilung der tektonischen Verformungszonen in einer Geosynklinale. *ZS. f. Geophys.* 11, 339—344, 1935, Nr. 7/8.

K. Jung.

R. Bock. Planung und Verlauf der Magnetischen Reichsvermessung 1934/35. *ZS. f. Geophys.* 11, 357—361, 1935, Nr. 7/8.

Scheel.

H. Reich. Ergebnisse erdmagnetischer Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge. ZS. f. Geophys. 11, 344—357, 1935, Nr. 7/8. Neue magnetische Messungen mit der Z-Waage wurden im westrheinischen Gebirge angestellt, um eine bereits früher vermutete Störung festzulegen. Bei Berücksichtigung von nur örtlich ungestörten Stationen ergab sich in der Nähe von Kelberg ein ausgeprägtes Maximum (Kelberger Hoch), das als variskisches Pluton gedeutet wird. Eine gleichgeartete Anomalie wurde auch im Ahrtal gefunden (Ahrweiler Hoch). Die Deutung wird geologisch und geophysikalisch sehr ausführlich begründet. Zwei weitere Anwendungen ergaben eine genaue Umgrenzung des schon bekannten Magnetitlagers bei Winterburg im Rheinischen Schiefergebirge und eine ergänzende Aufklärung der Lagerung altkristalliner magnetischer Schiefer in der Umgebung von Vockenhausen im Taunus. Zum Schluß wird eine magnetisch-physikalische Vermessung besonderer Art mitgeteilt. In der Nähe von Königstein stellte sich eine starke lokale Störung heraus, die im Gegensatz zu der weitaus größten Zahl der Fälle eine Magnetisierung umgekehrt zu der Richtung des Erdfeldes besaß. Als Ursache wird ein tertiärer Basaltstock vermutet. Eine Erklärung der Magnetisierungsrichtung wird noch zurückgestellt. *Schmerwitz.*

Emile Mathias. La théorie de Dauzère sur la conductibilité de l'air dans les régions exposées à la foudre. C. R. 201, 314—317, 1935, Nr. 5. *H. Israël-Köhler.*

J. J. Nolan and V. H. Guerrini. The diffusion coefficients and velocities of fall in air of atmospheric condensation nuclei. Proc. Roy. Irish Acad. (A) 43, 5—24, 1935, Nr. 2. Als Diffusionsgefäß dient bei den Versuchen ein langer, flacher Kasten mit einem Satz von Glas- bzw. Metallplatten, die in geringem Abstand voneinander (0,5, 2,1 bzw. 6,2 mm) fixiert sind. Aus dem Kernverlust eines kernhaltigen Luftstroms, der einmal bei horizontaler, einmal bei vertikaler Plattenstellung mit geringer Geschwindigkeit durch den Kasten gesaugt wird, werden Diffusionskoeffizient D und Fallgeschwindigkeit v der Kerne rechnerisch ermittelt. Im Mittel ergibt sich für Dublin $D = 18 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sec}$ und $v = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm/sec}$. Für die mittlere Kernmasse wird aus diesen Zahlen ein Wert von $m = 1,68 \cdot 10^{-10} \text{ g}$ errechnet, der bei Annahme der Dichte 1 der Kerne befriedigend mit dem aus Beweglichkeitsmessungen an Langevin-Ionen ableitbaren Wert übereinstimmt. Zeitliche Änderungen von D und v der Kerne in einem geschlossenen Gefäß müssen so gedeutet werden, daß mit abnehmender Kernkonzentration eine Zunahme der Kerngröße und eine Abnahme (?) des Kerngewichtes erfolgt. Messungen in Landluft ergeben je nach der Luftherkunft merkliche Unterschiede bezüglich D und v , die ebenfalls auf einen Zusammenhang zwischen Kernkonzentration und Kerngröße hinweisen. Die Bedeutung einer solchen Beziehung für das atmosphärische Ionisationsgleichgewicht wird besprochen. *H. Israël-Köhler.*

B. Walter. Intermittent Lightning Discharges: a Re-discussion of Dr. H. H. Hoffert's Lightning Photograph. Phil. Mag. (7) 20, 1144—1155, 1935, Nr. 137. Verf. analysiert noch einmal eine Aufnahme eines Mehrfachblitzes, die einer Arbeit von Hoffert aus dem Jahre 1889 entstammt und eine der ersten Blitzaufnahmen mit bewegter Kamera darstellt. Dabei ergibt sich eine wesentlich andere zeitliche Reihenfolge der Blitzschläge, als sie von Hoffert angenommen wurde. Das Interesse an der Aufnahme ist so groß, weil es sich um einen Mehrfachblitz handelt, der seine Bahn trotz vorhandener großer Leitfähigkeit wechselt. *Schnitger.*

B. Walter. Über das Abspringen des Blitzes von einer fertigen Bahnlinie. Ann. d. Phys. (5) 25, 124—142, 1936, Nr. 2. Es wird erwähnt, daß

wesentliche Teile der neuesten Messungen von Collens und Schonland über Blitz-Teilentladungen bereits vor einigen Jahrzehnten vom Verf. auf Grund eigener Aufnahmen erkannt worden sind. Gestützt auf diese Ergebnisse werden die Rückentladungen von der Erde noch einmal ausführlich besprochen. Es wird dargelegt, daß diese nicht immer von der Auftreffstelle der ersten Teilentladung, sondern auf Grund von Influenzwirkungen auch von anderen Stellen der Umgebung ausgehen können. Auf dem Rückweg werden dann oft wieder Teile der ursprünglichen Bahn benutzt. Die hier zugrundegelegten Abbildungen gehören mit zu den ersten wissenschaftlich verwerteten Blitzaufnahmen. *Schmerwitz.*

B. Walter. Die Verwendung des Aluminiums für Blitzableiterableitungen. ZS. f. techn. Phys. 17, 17—19, 1936, Nr. 1. Die für Blitzableiter notwendigen Drahtquerschnitte werden aus dem Widerstand, der spezifischen Wärme und der Schmelztemperatur der verschiedenen Metalle berechnet und mit den Vorschriften des ABB (Ausschuß für Blitzableiterbau) verglichen. Hiernach stellt sich bei den gegenwärtigen Preisen eine Aluminiumleitung noch um $\frac{2}{3}$ teurer als die Kupferleitung. *Schmerwitz.*

D. G. Beadle. A Curious After-Effect of Lightning. Nature 137, 112, 1936, Nr. 3455. Während eines sehr heftigen Gewitters wurde ein starker Blitz beobachtet, der nach dem Verschwinden an der Stelle seiner Bahn eine wie eine Perlenkette aufgelöste Lichtspur hinterließ. *Schmerwitz.*

B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens. Progressive Lightning. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 152, 595—625, 1935, Nr. 877. 95 Blitzaufnahmen, die mit der Boys-Kamera mit rotierender Linse und anderen Apparaten erhalten wurden, gaben neue Einblicke in den Entwicklungsvorgang der Blitzentladung. Statistisch wird die Verteilung der Entladungsstöße nach Zahl, Zeitintervall, Intensität und Verzweigungsart zusammengefaßt. Es zeigte sich, daß eine Rückentladung bei der Mehrzahl der untersuchten Fälle auftrat. Die Blitzbahnen des ersten Stoßes verlaufen immer stufenförmig, die folgenden Entladungsstöße im allgemeinen sturzartig. In gewissen Fällen sehr niedriger sturzartiger Blitze wechseln diese in ihrem unteren Ende zur Stufenform über. Die Geschwindigkeiten stufenförmiger Blitze liegen zwischen $1 \cdot 10^7$ bis $2 \cdot 10^8$ cm/sec, die der sturzartigen zwischen $1 \cdot 10^8$ bis $2,3 \cdot 10^9$ cm/sec und die der Hauptrückschläge bei $2 \cdot 10^9$ bis $1,4 \cdot 10^{10}$ cm/sec. Die häufigsten Werte für die drei Entwicklungsarten waren $1,5 \cdot 10^7$, $2 \cdot 10^8$ und $3,5 \cdot 10^9$ cm/sec. Es wird nachgewiesen, daß langsamere Entladungsgeschwindigkeit und größere Intensität der Rückschläge mit längerem Zeitabstand verknüpft sind. Somit beherrscht die Stärke der vorausgegangenen Ionisation in dem Blitzkanal die Geschwindigkeit der Sturzblitze. Die abwärts gerichtete Verzweigung des Blitzes und seine charakteristische Zickzackform entsteht allein durch die Stufenentladung schon vor dem ersten Rückentladungsstoß. Die Geschwindigkeit der Teilstöße, welche die stufenförmige Entladung bilden, liegt in der Größenordnung von $5 \cdot 10^9$ cm/sec. Die Zeitabstände zwischen diesen betragen 31 bis 91 Mikrosekunden, die Teillängen 10 bis 206 m. Entladungen in die Luft bewirken keinen Rückstoß; aber sie zeigen bisweilen eine Rückwirkungserscheinung an dem Ende. Die Untersuchungen wurden in Südafrika ausgeführt und verteilten sich auf einen Zeitraum von 3 Jahren. *Schmerwitz.*

Harald Norinder. Lightning currents and their variations. Journ. Franklin Inst. 220, 69—92, 1935, Nr. 1. Es wird über neue experimentelle Untersuchungen berichtet, die vom Hochspannungsinstitut der Universität Upsala in Schweden ausgeführt wurden. Durch Blitzentladungen werden magnetische Feld-

änderungen verursacht. Ihre Wirkungen auf Induktionsspulen, die mit Kathodenstrahloszillographen verbunden waren, wurden registriert. Die insgesamt 130 Aufnahmen, von denen sieben Originale wiedergegeben sind, zeigen die verschiedenartigen Stromstärkeschwankungen der einzelnen Teilentladungen auf einer Zeitskala. Die theoretisch-physikalischen Grundlagen für die Berechnung der Blitzstromstärke aus den Meßdaten werden mitgeteilt. Durchschnittlich ergaben sich Stromstärken von 20 bis 40 Kiloamp. Werte von 40 bis 60 Kiloamp. wurden auch noch oft gefunden. Die Dauer der einzelnen Stromstöße betrug 10 bis 30 Mikrosekunden. Für die transportierte Ladungsmenge wurde im Maximum nicht mehr als 2 Coulomb berechnet. Dieser niedrige Wert hat seine Ursache in den gemessenen kurzen Zeiten für den Verlauf der Teilentladungsstöße. *Schmerwitz.*

Gerhard Kunze. Fadingbeobachtungen im nordwestdeutschen Küstengebiet. *Ann. d. Hydrogr.* 63, 387—489, 1935, Nr. 12. Aus laufenden Beobachtungen des Kurzwellenverkehrs durch die Mitglieder des Deutschen Amateur-Sende- und Empfangsdienstes sind Lautstärkeschwankungen — Differenz zwischen dem Maximum und dem Minimum der gehörten Lautstärke — kartographisch für die Gebiete der deutschen Nord- und Ostseeküste festgelegt. Es zeigt sich, daß sich die Stationen mit großen und mit kleinen Schwankungen bemerkenswert regional gruppieren. Wenn auch noch keine Erklärung für diese Tatsache gegeben werden kann, so vermutet man doch, daß örtlich gebundene Faktoren die Empfangsmöglichkeiten für kurze Wellen doch wesentlich stärker beeinflussen, als das bisher angenommen wurde. Auch auf einer Karte der Fadingstörungen für das gesamte Reichsgebiet sind starke Unterschiede der Lautstärkeschwankung regional vorhanden. *H. Ebert.*

Joh. Nep. Hummel. Die Messung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter. *ZS. f. Geophys.* 11, 321—326, 1935, Nr. 6. Die in der Geophysik benutzte, von McCollum angegebene Methode der Bestimmung der Strömung aus Messungen der Spannung und des Widerstands kann durch eine einzige Messung ersetzt werden, wenn bei Verwendung der Neumannschen Elektroden- und Sondenanordnung die Stärke des künstlichen Stromes, der dem Medium durch die Elektroden zugeführt wird, so bemessen wird, daß die Spannungsdifferenz an den Sonden gerade verschwindet, was mit Hilfe eines empfindlichen Galvanometers festgestellt wird. Auf diese Weise wird die vorher zwischen den Sonden vorhandene Strömung im Mittel gerade kompensiert. Von den die Messungen störenden Effekten läßt sich das Auftreten unerwünschter Kontaktspannungen durch Verwendung sogenannter unpolarisierbarer Elektroden vermeiden, während eine Polarisation des elektrolytisch leitenden Untergrundes dadurch unschädlich gemacht wird, daß entweder die zur Messung dienenden Ströme möglichst kurze Zeit in den Boden gesandt werden oder daß dieselben in Abständen kommutiert werden. *v. Steinwehr.*

T. L. Eckersley. Frequency of Collision of Electrons in the Ionosphere. *Nature* 136, 953, 1935, Nr. 3450. Verf. verteidigt seine Ergebnisse betr. Kollisionsfrequenz (*Nature* 135, 435, 1935) gegen die Kritik von Farmer und Ratcliffe, die eine Vernachlässigung des Effektes einer möglichen E-Schicht-Änderung während etwa $\frac{3}{4}$ Stunden der Beobachtungszeit beanstanden. Er weist nach, daß der Effekt der E-Schicht-Dämpfung sehr klein sein muß. Appletons Kritik besagt, daß die Veränderung von P einen beträchtlichen Fehler hervorruft, besonders wenn P von derselben Größenordnung wie P' ist. Verf. weist an numerischen Beispielen nach, wie sehr P von P' verschieden ist, also mit seiner Methode exakte Ergebnisse in der Bestimmung der Kollisionsfrequenz erzielt werden können. *Winckel.*

F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe. Measurements of the Absorption of Wireless Waves in the Ionosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) 151, 370—383, 1935, Nr. 873. Die Reflexionskoeffizienten der beiden magneto-ionischen Komponenten drahtloser Wellen von 50 bis 500 m, die mit vertikalem Einfall von der Ionosphäre reflektiert werden, wurden zu verschiedenen Tageszeiten gemessen. Die Ergebnisse wurden im Sinne von Appletons magneto-ionischer Theorie ausgewertet und daraus die Ionosphäre als ein absorbierendes Medium hergeleitet. Am Tage findet eine beträchtliche Absorption in einer Gegend statt, in der der Brechungsindex nahezu einheitlich ist. Die Schicht liegt unter dem Maximum der E-Schicht (die D-Schicht von Appleton und Ratcliffe). Nachts ist die Absorption nur gering, mit Ausnahme der Spitze des λ -Übergangs. Die Größe der Absorption stimmt überein mit einer Elektronenkollisionsfrequenz von $1,5 \cdot 10^8$ Hertz in der F-Schicht. Die ordentliche Welle wird merkbar nur bei einer Gruppenverzögerung absorbiert. Die Absorption der außerordentlichen Welle, die von der F-Schicht reflektiert wird, findet in der E-Schicht statt und steigt an, wenn die magneto-ionische Wellenlänge von 214 m erreicht ist. *Winckel.*

Geoffrey Builder and A. L. Green. Modulation-frequency-change technique for ionospheric measurements. Proc. Phys. Soc. 47, 1085—1097, 1935, Nr. 6 (Nr. 263). Kritische Untersuchung von Appletons Vorschlag, die Technik der Trägerfrequenzänderung zu modifizieren durch Änderung der Modulationsfrequenz anstatt der Trägerfrequenz. Eine weitere Modifikation der neuen Methode besteht darin, die Trägerfrequenz zu unterdrücken und nur die modulierten Seitenbänder zu senden. Damit wird der Vorteil einer besseren Meßtechnik erzielt, ferner eine bessere Deutung der Ergebnisse. Das gilt besonders hinsichtlich der Messung der äquivalenten Wegdifferenzen. Zu beachten ist, daß die Phase zu Beginn eines Wellenzugs unabhängig ist vom augenblicklichen Zustand des natürlichen Fadings. Sie ist also unabhängig vom Zustand der Polarisierung des Raumstrahls und der Orientierung der Empfangsantenne. Also ist die neue Methode nicht anwendbar, wenn die Phasenlage eines Wellenzugs von Bedeutung ist (Messung der Polarisierung, seitlicher Deviation, Änderung des optischen Weges). In einer theoretischen Betrachtung wird versucht, die Modulationsfrequenzänderungsmethode einzugruppieren in die übrigen Methoden der Messung effektiver Höhen von ionisierenden Schichten. *Winckel.*

O. O. Pulley. A receiver discriminating between right and left-hand circularly polarized wireless waves. Proc. Phys. Soc. 47, 1098—1116, 1935, Nr. 6 (Nr. 263). Wegen der Unmöglichkeit, mit den gegenwärtigen Methoden die Polarisierung empfangener Wellen zu bestimmen, wurde eine neue Methode entwickelt, um Bobachtungen über einen Frequenzbereich ohne Wiedereinstellung zu machen. Es wird das Prinzip eines rotierenden Rahmens angewendet, indem die Rotation nachgeahmt wird durch die Modulation im Quadrat der Phase der beiden Rahmen im rechten Winkel. Die Theorie der Methode wird zusammen mit der Fehlerdiskussion auseinandergesetzt. Die Einstellung kann mit Hilfe einer Prüfwelle unbekannter Polarisierung erfolgen. — Aus der praktischen Anwendung der Apparatur geht hervor, daß die zwei magneto-ionischen Komponenten zirkular polarisiert sind und daß die relativen Intensitäten nicht vorausbestimmbar sind, wenn nicht die vollständige Kurve (P', f) in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit vorhanden ist. Eine Behandlung der Ausbreitung eines Radioimpulses in der Ionosphäre mit Fourierschen Reihen folgt im Anhang. *Winckel.*

S. S. Kirby, T. R. Gilliland, E. B. Judson and N. Smith. The Ionosphere, Sunspots, and Magnetic Storms. Phys. Rev. (2) 48, 849, 1935, Nr. 10.

Es werden mehrere Beobachtungen mitgeteilt, die auf die Phänomene schlechten Radioempfangs an manchen Stellen während magnetischer Stürme eingehen. Ausgehend von Hulberts Theorie der geringen Ionisationsdichten und großen virtuellen Höhen der F_2 -Schicht an Sommertagen infolge atmosphärischer Expansion durch die Hitze wird dies auch für den letzten Teil eines magnetischen Sturms angenommen. Die Beobachtungen zeigen, daß irgendein Agens während magnetischer Stürme wirksam ist, das die F_2 -Schicht zu entsprechend der Jahreszeit anormalen Werten erhitzt, damit die Expansion der Atmosphäre verursacht und so die Ionisationsdichte reduziert und die virtuelle Höhe steigert. Der Effekt der Sonnenfleckenaktivität scheint die Ionisationsdichte der F_2 -Schicht zu erhöhen. Andererseits bewirkt — obgleich magnetische Stürme während des aktiven Teiles des Sonnenfleckenzyklus häufiger und intensiver sind — ein Agens kurzzeitig während dieser Periode die Verringerung der Ionisationsdichte der F_2 -Schicht weit unter normal und entsprechend die Erhöhung der Schicht über normal. *Winckel.*

Karl G. Jansky. A note on the source of interstellar interference. Proc. Inst. Radio Eng. **23**, 1158—1163, 1935, Nr. 10. Aus den weiteren Beobachtungen der interstellaren Strömungseinflüsse mit rotierenden Antennen geht hervor, daß die größte Empfindlichkeit gegen jene Strahlungen erzielt wird, wenn das Antennensystem gegen das Zentrum des Milchstraßensystems gerichtet wird. Diese Tatsache führt zu dem Schluß, daß die Quelle der Strahlungen in den Sternen selbst zu suchen ist oder in dem interstellaren Medium innerhalb der Milchstraße. Aus der Art des Empfangs des Tones im Kopfhörer wird weiter geschlossen, daß diese Strahlungen als Ursache eine thermische Bewegung geladener Partikelchen haben. Indessen sind für alle diese Hypothesen noch Widersprüche zu klären, insbesondere warum die Sonnenstrahlung nicht ähnliche Wirkungen hervorruft. *Winckel*

E. O. Hulburt. The ionosphere, skip distances of radio waves, and the propagation of microwaves. Proc. Inst. Radio Eng. **23**, 1492—1506, 1935, Nr. 12. Aus neueren Ionosphärenmessungen des Bureau of Standards und des Carnegieinstituts wurden die Sprungentfernungen der Radiowellen in bezug auf Temperatur und tropische Zonen mit den täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen berechnet. Sie stimmen mit den bekannten Werten der Praxis überein. Es wird daraus gefolgert, daß die Kurzwellenausbreitung am Tage durch die E-Schicht im Sommer und durch die F_2 -Schicht im Winter gesteuert wird. Die Theorie ergibt, daß die beobachtete Krümmung der Mikrowellen über dem Horizont und die geglückte Mikrostrahlenausbreitung auf eine Entfernung von 200 km (Marconi auf 50 bis 60 m-Welle) durch die Diffraktion der Mikrowellen über die Krümmung der Erde und durch die Temperaturgradienten in der niederen Atmosphäre zu erklären ist. Dies ergeben Flugzeugbeobachtungen. Höchste Signalstärken wurden erzielt, wenn ein tropischer Luftstrom kalte Polarluft überstreicht. *Winckel.*

G. Herzog et P. Scherrer. Mesure des rayons cosmiques effectuée au moyen d'une chambre de Wilson, au Jungfrauoch. Journ. de phys. et le Radium (7) **6**, 489—495, 1935, Nr. 12. In einem Holzhäuschen auf dem Dache der Jungfrauoch-Forschungsstation (3500 m) wird mit einer koinzidenzgesteuerten Wilson-Kammer sekundäre Höhenstrahlung untersucht. Die Ausmaße der Kammer ($50 \times 25 \text{ cm}^2$ nutzbare Fläche) ermöglichen trotz der geringen Feldstärke von maximal 2500 Gauß (Feldspulen eisenlos) die Analyse von Teilchen bis zu $6,7 \cdot 10^8 \text{ e-V.}$ Von 383 Spuren auf 161 Aufnahmen weisen 121 auf negative, 89 auf positive Teilchen hin, deren Energiespektrum im Gegensatz zu Anderson und Neddermeyer eine monoton mit wachsender Energie abfallende Teilchenhäufigkeit zeigt. Die Energieaufteilung zwischen den 17 beobachteten Elektronen-

zwillingen entspricht den Rechnungen von Bethe und Heitler [Proc. Roy. Soc. London (A) 146, 83, 1934]: Die Teilenergie des Positrons beträgt 50 % bei geringer Gesamtenergie, wächst aber mit dieser. 4 von den 17 Paaren laufen von unten nach oben, scheinen also von sekundären Photonen (*B*- und *D*-Strahlung) ausgelöst. 66 Aufnahmen zeigen Schauer bis zu 46 Einzelspuren, die manchmal konvergieren, manchmal aber auch nicht. Diese letzteren scheinen gleichzeitig, aber an verschiedenen Stellen durch eine Art Photonschauer erzeugt zu sein. Scheinbare „Reflexionen“ von Elektronen an den Kammerwänden wurden beobachtet. Bei einem schweren Teilchen von 18 cm Bahnlänge und $9,7 \cdot 10^6$ Gauß · cm magnetischer Steifigkeit scheint es sich um ein Proton zu handeln, und zwar, falls das Teilchen abwärtsgefliegen ist, um ein negatives Proton.

Erwin Mielnickel.

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. On the showers of Rays which produce Bursts of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 48, 786—789, 1935, Nr. 15. Die Ionisationsstöße $> 1,2 \cdot 10^6$ Ionenpaare in einer unter 1 cm Blei befindlichen Kugelsonisationskammer (14,5 Atm. Stickstoff) werden mit den Koinzidenzen einer unter der Kammer angebrachten „Wiegenanordnung“ von drei Zählrohrgruppen zu je drei Rohren zeitlich verglichen. Unter Annahme einer spezifischen Ionisation von 60 Ionenpaaren/cm bei Atmosphärendruck (Swann, Phys. Rev. 44, 961, 1933) wird die Zahl der Einzelstrahlen im Schauer aus der Größe des Ionisationsstoßes berechnet. Die auf Grund dieser Zahl von Einzelstrahlen nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen zu erwartende Koinzidenzzahl stimmt sehr gut mit der beobachteten überein. Das soll beweisen: a) die Strahlen des Schauers ionisieren wie hochgeschwinde Elektronen der angesetzten spezifischen Ionisation, b) die Zahl der Schauerstrahlen im Einheitsraumwinkel ist proportional der die Kammer durchsetzenden, c) die Strahlen sind zeitlich zufallsmäßig verteilt. Die Häufigkeit *R* der Schauer in Abhängigkeit von ihrer Strahlenzahl *N* folgt dem Gesetz $R = A/N^s$. Ein Wesensunterschied zwischen den kleinsten und den größten Schauern einschließlich der „Stöße“ besteht nicht. Diese „Stöße“ sind bei Koinzidenzmessungen an Schauern nicht zu vernachlässigen, da ihre Seltenheit durch die hohe Wahrscheinlichkeit der Koinzidenzerzeugung aufgewogen wird. Die Ionisation durch Schauer wird auf 20 % der Gesamtionisation geschätzt.

Erwin Mielnickel.

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The Variation with Altitude of the Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization. Phys. Rev. (2) 48, 969—970, 1935, Nr. 12. Die kürzlich abgeleitete Häufigkeitsverteilung der Schauer in bezug auf ihre Größe: $R = A/N^s$ (vgl. vorstehendes Ref.) zeigt sich bei den Meßreihen von Street und Young, von Steinke und Schindler, von Bennett, Brown und Rahmel, von Messerschmidt und von den Verff. bestens erfüllt; und zwar ergibt sich der Parameter *s* zu $3,2 \pm 0,2$. Dieser Wert von *s* erweist sich, obwohl er eine Materialkonstante darstellt, nach Messungen der Verff. (Phys. Rev. 47, 429, 1935) in Seehöhe und in 4300 m an den in Pb und Mg ausgelösten Schauern unabhängig von der Höhenlage. Es scheint danach, daß sich nur die Größe der Schauer (Zahl der Einzelstrahlen) mit der Höhe ändert, unabhängig vom Muttermaterial. In diesem Falle läßt sich für den Parameter *A* die von Swann (Phys. Rev. 48, 641, 1935) angegebene Beziehung $A = A_0 \cdot E^a$ (*E* = Energie der primären Höhenstrahlung, *A*₀ und *a* Funktionen der Ordnungszahl) ableiten. Die Beobachtungen sind unvereinbar mit der Annahme, daß die Schauer bzw. Stöße von einer weichen Komponente der Höhenstrahlung herrühren.

Erwin Mielnickel.

J. Clay, C. G. 't Hooft and P. H. Clay. The variation of intensity of cosmic radiation in the magnetic field of the earth between

Amsterdam and North Cape. Physica 2, 1033—1038, 1935, Nr. 10. Auf einer Schiffsreise zwischen Amsterdam und dem Nordkap ergaben Registrierungen mit zwei Ionisationsapparaturen im allseits geschlossenen und im oben offenen 11 cm-Fe-Panzer (Meßfehler 0,1 %) und mit zwei Dreifachkoinzidenzanordnungen (Meßfehler 1,4 %) den Breiteneffekt zwischen $+54$ und $+67^\circ$ geomagn. Br. unter 0,6 %. Die Breite λ_0 , bei der die Energiegrenze des Störmerschen „verbotenen Raumes“ gerade gleich dem Energieverlust der Teilchen in der Atmosphäre ist, der Breiteneffekt also wirksam wird, liegt danach tiefer als $+53^\circ$. In den Fjorden war die bekannte Abschirmung der Strahlung (Bothe und Kolhörster, Berl. Ber. 1930, S. 450) beträchtlich. Der Barometereffekt betrug im oben offenen Panzer — 1,8 %/cm Hg (bei anscheinend hoher Korrelation; d. Ref.). *Erwin Miehlnickel.*

D. H. Follett and J. D. Crawshaw. Production of Cosmic Ray Showers at a Considerable Depth below Ground-Level. Nature 136, 1026, 1935, Nr. 3452. Die Anzahl Dreifachkoinzidenzen der Höhenstrahlen aus der Vertikalen wurde in Holborn Underground Station unter 60 m Wasseräquivalent zu $1/15$ der am Erdboden gemessenen Intensität koinzidierender Strahlen bestimmt. Zum Vergleich wurden Schauer mit Fünffachkoinzidenzen in Pentagonanordnung der Zählrohre gemessen. Es ergab sich: 1. Schauer werden auch im überlagernden Erdreich erzeugt. 2. Die Anzahl der Schauer wächst auch hier um das Mehrfache durch Umhüllen der Zählrohgruppe mit Blei. 3. Die Sättigungsdicke für Schauererzeugung durch Blei beträgt ungefähr 1,6 cm gleich der am Erdboden gefundenen. 4. Bei 60 m Wasseräquivalent ist das Verhältnis der Intensität der Schauer zu der Vertikalintensität koinzidierender Strahlen nicht sehr verschieden von dem Verhältnis am Erdboden, im Gegensatz zu Befunden von Auger und Bertain (Journ. de phys. 6, 253, 1935) bei 8 und Pickering (Phys. Rev. 47, 423, 1935) bei 10 m überlagerndem Wasseräquivalent. Da Protonen wegen ihrer großen Masse nur sehr wenig Schauer erzeugen sollten, so muß ein beträchtlicher Teil der 60 m durchdringenden Höhenstrahlen aus positiven oder negativen Elektronen bestehen.

Kolhörster.

J. Clay and P. H. Clay. The decrease of primary cosmic radiation and showers in water down to a depth of 300 m. Physica 2, 1042—1050, 1935, Nr. 10. In Fjorden bei Bergen werden mit zwei Dreifachkoinzidenzanordnungen (erste: vertikal übereinander liegende Rohre, zweite: Dreiecksaufstellung in einem Zylinder, dessen Wandung aus 6 mm Fe und 12 mm Pb besteht) die Intensität der koinzidierenden Höhenstrahlung und die der mit der Dreiecksanordnung beobachteten Schauer in Versenktiefen von 0 bis 300 m Wasser gemessen. Zwischen 2 und 300 m ist die Zahl der Schauer innerhalb der allerdings zum Teil erheblichen Meßfehlergrenze proportional den entsprechenden Koinzidenzen, die ihrerseits proportional der Ionisation sind. Für Versenktiefen von 0 bis 2 m Wasser nimmt die Schauerhäufigkeit erheblich schneller als die Zahl der Koinzidenzen ab. Die Ergebnisse werden diskutiert, und Verff. schließen, daß die gesamte Primärstrahlung an der Schauererzeugung beteiligt sei.

Jánosy.

J. Clay. The Nature of Cosmic Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) 151, 202—210, 1935, Nr. 872. Gegenüber der von Millikan, Bowen und Neher sowie von Anderson und Neddermeyer auf der Int. Conf. on Nucl. Phys. (Oktober 1934) und früher auch von Compton und Regener vertretenen Anschauung vom Überwiegen der Photonen in der primären Höhenstrahlung wird geltend gemacht, daß diese Anschauung sich nur auf negative Argumente gründet. So konnten Millikan und Anderson in der Wilson-Kammer keine Teilchenspuren finden, die für die in Blei ausgelösten Sekundärkorpuskeln verantwortlich zu machen wären (was Swann, Phys. Rev. 46, 432, 1934, auf das geringe Ioni-

sierungsvermögen sehr schneller Teilchen zurückführt). Verf. stimmt auf Grund seiner Messungen des Breiteneffektes und der Strahlenschwächung in Wasser und im Bergwerk (mit Vierfachkoinzidenzen und Ionisationskammer) der Meinung zu, daß die gesamte Primärstrahlung aus Korpuskeln besteht. Aus der Form der Schwächungskurve und der kontinuierlichen Intensitätsabnahme zum Äquator hin wird weiter auf ein kontinuierliches Energiespektrum dieser Korpuskeln geschlossen (während Compton, Phys. Rev. 43, 387, 1933, eine Bandenstruktur annimmt). Richtungsmessungen lassen vermuten, daß die schnellsten Teilchen ($> 1,5 \cdot 10^{10}$ e-Volt) im Atom nur geringe Energieverluste erleiden, während die langsameren vom Kern eingefangen werden und vielleicht seinen Zerfall einleiten (Stöße). Das würde die Abnahme der Ionisation in der oberen Atmosphäre zum Äquator hin erklären. Der negative Ausgang des Versuches von Millikan und Anderson, die Sekundäre erzeugenden Korpuskularstrahlen in der Wilson-Kammer nachzuweisen, wird im Gegensatz zu Swann in bekannter Weise bei Annahme einer intermediären Photonenstrahlung verständlich. Diese Annahme wird durch eine Reihe von Argumenten gestützt: Die Schwächung der schauerbildenden Strahlen proportional dem Quadrat der Ordnungszahl, Johnsons (Phys. Rev. 45, 582, 1934) Rechnungen zum Übergangseffekt, die „Rückdiffusion“ der Sekundärteilchen, die Umkehrung des Vorzeichens des Barometereffektes bei bestimmter Panzerdicke, das Fehlen einer Korrelation zwischen primären und sekundären Korpuskularstrahlen.

Erwin Miehlnickel.

Thomas H. Johnson. The nature of the cosmic radiation. Journ. Franklin Inst. 220, 41—67, 1935, Nr. 1. Nach ausführlicher Darlegung der Bedeutung und Methoden der Höhenstrahlenforschung wird der kosmische Ursprung der Strahlen auf Grund ihrer Richtungsverteilung erörtert. An Hand der bekannten Wilson-Aufnahmen werden sodann die verschiedenen Sekundärstrahlen analysiert. Eine entsprechende Analyse der Primärstrahlen wird an einem vereinfachten Modell erläutert und auf das magnetische Erdfeld übertragen. Eine Reihe von Messungen des Breiten- und Richtungseffektes, deren Technik und Zuverlässigkeit diskutiert wird, hat das bekannte Ergebnis, daß die Asymmetrie zum Äquator hin und mit der Höhe zunimmt. Ebenso wächst die Asymmetrie zunächst mit dem Zenitwinkel bis etwa 50 bis 60°, fällt dann aber wieder. Aus dem Vergleich dieser Meßergebnisse mit den theoretischen Überlegungen sind folgende Schlüsse zu ziehen: In 4300 m Höhe überwiegen die positiven Teilchen die negativen am Äquator um 14,2 %, in Panama um 16,9 %. Da die Intensitätsdifferenz zwischen beiden Breiten höchstens 5 % beträgt, entfallen im Maximum 2,3 % auf positive und negative Teilchen im Gleichgewicht, 2,7 % auf überschüssige positive Teilchen. An Schauern konnte keine WE-Asymmetrie festgestellt werden, sie müssen also gleichmäßig durch positive und negative Strahlen erzeugt sein, die aus Elektronen bestehen dürften. Den überschüssigen positiven Teilchen wäre demgegenüber eher Protonencharakter zuzuschreiben. Diese Protonen könnten unter dem Einfluß von Staub- oder Dampfswolken negativen Potentials von Sternoberflächen emittiert werden und beim Durchfliegen des Raumes die Elektronenstrahlung auslösen. Nimmt man nach Beckers Schätzung eine Massendichte von $0,4 \cdot 10^{-26}$ g/cm³ im interstellaren Raum an, so müßte die Quelle in einer Entfernung von 10^9 bis 10^{10} Lichtjahren liegen. Als Hauptquelle der Primärstrahlung kämen danach extragalaktische Nebel in Frage.

Erwin Miehlnickel.

Pierre Auger. Une hypothèse sur la nature des rayons cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 98 S—99 S, 1935, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 375.] Die im Gesamtbild der Höhenstrahlungseffekte bestehenden Widersprüche lassen sich beheben durch Annahme zweier korpuskularer Primärkompo-

nenten von sehr verschiedener Schwächung in Materie (vgl. Compton und Bethe, Nature **134**, 734, 1934). Die weichere (M) besteht aus Elektronen beiderlei Vorzeichens, die härtere (D) aus schwereren Teilchen, vielleicht Protonen. Bei gleicher Energie ($4 \cdot 10^9$ bis 10^{11} e-Volt) verhalten sich die Intensitäten von D und M wie 1 : 10. Beim Durchgang durch die Atmosphäre werden beide Komponenten um 10^9 e-Volt gebremst und erleiden daneben plötzliche Energieverluste durch Bildung von Sekundärelektronen und Photonen. Die Massenschwächungskoeffizienten sind für $M = 5 \cdot 10^{-3}$, für $D = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$. In Stoffen kleiner Ordnungszahl und großer Dichte wird die Primärenergie wesentlich in multiple Strahlung umgesetzt. In Stoffen hoher Ordnungszahl wird ebenfalls D massenproportional geschwächt, M erzeugt dagegen in den starken Kernfeldern Photonen, die für die typischen Schauer verantwortlich sind.

Erwin Mielnickel.

Pierre Auger. Une hypothèse sur la nature et les propriétés des rayons corpusculaires cosmiques. Journ. de phys. et le Radium (7) **6**, 226—228, 1935, Nr. 5. Die vom Verf. bereits früher vertretene Auffassung, nach der die Höhenstrahlung aus zwei korpuskularen Komponenten M und D besteht, wird an Hand der Ergebnisse verschiedener Autoren bestätigt und ausgebaut. Die weichere Komponente M besteht aus positiven und negativen Elektronen, sie werden in Elementen hoher Ordnungszahl verhältnismäßig stark gebremst; die auftretende Bremsstrahlung hat kleine Reichweite und löst die Schauer aus. Die Komponente D besteht aus Protonen hoher Energie. Während das Intensitätsverhältnis $D : M$ am Gipfel der Atmosphäre etwa 1 : 50 beträgt, überwiegen bald die durchdringenderen Protonen, deren Bremsung dichteproportional erfolgt. Wegen der geringen Bremsstrahlung erzeugt die Komponente D keine merkliche Schauerintensität.

Jánossy.

Pierre Auger et Albert Rosenberg. Analyse du rayonnement corpusculaire cosmique sous un écran de 28^m de sol. C. R. **201**, 1116—1118, 1935, Nr. 23. In einem Raume 27 m unter der Erde (Wasseräquivalent der Decke 60 m) werden Absorptionsmessungen an Dreifachkoinzidenzen mit Pb-Absorbern von 0 bis 10 cm Stärke durchgeführt. Die Absorption ist sehr schwach und läßt auf einen Absorptionskoeffizienten von $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ schließen. Der Vergleich mit der in früheren Messungen festgestellten Intensität unter 19 m Wasseräquivalent ergibt für die Absorption des Erdreichs den Koeffizienten $0,35 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Die Übereinstimmung der angeführten Absorptionskoeffizienten spricht für die massenproportionale Absorption des durchdringenden Teiles der Strahlung. Die so gefundenen Absorptionskoeffizienten sind kleiner als der in früheren Arbeiten angegebene der D -Komponente.

Jánossy.

Carl Størmer. On the trajectories of electric particles in the field of a magnetic dipole with applications to the theory of cosmic radiation. Second communication. Avh. Oslo 1934, Nr. 2, 47 S., 1935. Eine Näherungslösung der Bewegungsgleichung elektrischer Ladungen im Felde eines magnetischen Dipols wird angegeben und einige für die Probleme der Höhenstrahlung wichtige Bahnkurven werden bestimmt.

Jánossy.

C. Bialobrzewski et I. Adamczewski. Application des diélectriques liquides à l'étude des „sauts“ d'ionisation provoqués par les rayons cosmiques. Bull. int. Acad. Polon. (A) 1935, S. 120—128, Nr. 3/4. Hoffmann-Stöße werden mit einer Ionisationskammer, die statt der üblichen Gasfüllung mit einer dielektrischen Flüssigkeit (besonders gereinigtes C_6H_{14}) gefüllt

Stoßhäufigkeit gegenüber den älteren Messungen wesentlich erhöht. Vorläufige Messungen ergaben in 51 Stunden Meßzeit 65 Stöße. Die Arbeiten werden fortgesetzt.

Jánossy.

W. F. G. Swann. The Corpuscular Theory of the Primary Cosmic Radiation. Phys. Rev. (2) 48, 641—648, 1935, Nr. 8. In früheren Arbeiten des Verf. wurde gezeigt, daß die dem Exponentialgesetz ähnliche Absorption der Höhenstrahlung mit der korpuskularen Auffassung vereinbar wird, wenn man annimmt, die Primärstrahlung ionisiere selbst nicht, sondern erzeuge eine ihrer Energie proportionale Anzahl von Sekundären, die ihrerseits die beobachtete Ionisation hervorrufen. Um die von verschiedenen Autoren beobachteten Einzelheiten des Breiteneffekts in verschiedenen Höhen und der Stoß- und Schauerhäufigkeit in verschiedenen Höhen und Richtungen zu erklären, wird die ursprüngliche Hypothese modifiziert: Die Anzahl der erzeugten Sekundären sei proportional einer Potenz der Energie größer als Eins. Die neue Hypothese erklärt, mit Ausnahme der scheinbaren Härtung der Strahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre, alle angeführten Beobachtungen. Diese „Härtung“, d. h. Abnahme des Absorptionskoeffizienten, steht aber auch nicht im Widerspruch mit der Theorie, wenn die Primärstrahlung inhomogen ist. Die neue Hypothese kann gegenüber der früheren durch eine der folgenden Annahmen gerechtfertigt werden: Entweder verliert die Primärstrahlung außer durch Erzeugung von Sekundären zusätzlich Energie, oder die Sekundärstrahlenbildung erfolgt indirekt über Photonen.

Jánossy.

J. E. Morgan and W. M. Nielsen. Shower Production in Small Thickness of Lead and Other Elements. Phys. Rev. (2) 48, 773—774, 1935, Nr. 9. Die Zahl der Schauer, die die Höhenstrahlung in dünnen Pb-Absorbern auflöst, ergibt sich in einer Anordnung, die Schauer durch Dreifachkoinzidenzen anzeigt, proportional dem Quadrat, in einer Anordnung mit Zweifachkoinzidenzen direkt proportional der (kleinen) Absorberdicke. Die Diskussion dieser Ergebnisse wird angekündigt.

Jánossy.

Ernst Lenz. Die elektrische Ablenkung der Ultrastrahlungsteilchen. Ann. d. Phys. (5) 23, 207—239, 1935, Nr. 3. Es wird ein Preßgaskondensator beschrieben, in welchem eine meßbare elektrische Ablenkung der Ultrastrahlungskorpuskeln in einfacherer Weise als mit magnetischen Feldern möglich ist. In Verbindung mit einer Vierfachkoinzidenzanordnung wird durch Ablenkung mit Feldern bis zu 70 000 Volt/cm die Energieverteilung der einfallenden Korpuskeln bestimmt. Aus dem Einfluß von Absorbern wird der spezifische Energieverlust berechnet. Es zeigt sich eine weiche, aus annähernd gleich vielen positiven und negativen Teilchen mit einer mittleren Energie von etwa $7,5 \cdot 10^6$ e-V bestehende Strahlung, deren spezifischer Energieverlust für die weichsten Teilchen etwa 10^7 e-V/1 cm Blei beträgt. Die häufigsten harten Teilchen haben eine Energie von etwa $1 \cdot 10^8$ e-V und können als Ursache der Übergangseffekte angesehen werden. Die härtesten Teilchen mit Energien über 10^9 e-V scheinen teils positiv, teils negativ zu sein. Sie verlieren beim Durchgang durch 1 cm Blei mindestens $4 \cdot 10^7$ e-V. Nach Rücksprache mit dem Verf. bemerkt der Ref., daß in Formel (2) auf Seite 209 der Faktor 2π im Nenner zu streichen ist und dagegen im Zähler noch das Produkt der Ansprechwahrscheinlichkeiten der vier Zählrohre als Faktor einzusetzen ist, das auf etwa 0,6 geschätzt werden kann. Damit steigt (Seite 220) der Erwartungswert von 1 Teilchen pro Stunde auf 3,75 pro Stunde, so daß die Betrachtung über den Anteil der aus dem Kessel stammenden Sekundären zahlenmäßig hinfällig ist. Der Anteil der harten „Primären“ mit Energien über 10^9 e-V berechnet sich dann zu etwa 10 v. H. (vgl. Seite 228).

A. Ehmert.

J. Barnóthy und M. Forró. Über die solare Komponente der Ultrastrahlung. ZS. f. techn. Phys. **16**, 395—397, 1935, Nr. 11. Phys. ZS. **36**, 789—791, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Mit einer Zweifachkoinzidenzanordnung mit kleinem Öffnungswinkel und 36 cm Blei zwischen den Zählrohren wurden vier Meßreihen durchgeführt. Aus der Sonnenrichtung wurde eine um $1,88 \pm 3,44$ v. H. größere Intensität beobachtet als im Mittel aus anderen Richtungen, so daß also keine die Grenze der Meßgenauigkeit übersteigende solare Komponente nachgewiesen werden konnte. *A. Ehmert.*

A. Ehmert. Zum Richtungseffekt der Ultrastrahlung. (Vorläufige Mitteilung.) ZS. f. techn. Phys. **16**, 404—407, 1935, Nr. 11. Phys. ZS. **36**, 798—801, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Es wird diskutiert, wie durch geeignete Ausblendung bei Schwankungsmessungen mit Zählrohrkoinzidenzen diejenigen Schwankungen hervorgehoben werden können, welche auf gerichtete Ultrastrahlung zurückzuführen sind. Ferner wird eine dem Problem angepaßte Mittelbildung angegeben. An Messungen mit zwei gleichzeitig registrierenden Apparaten wird nachgewiesen, daß es bevorzugte Richtungen gibt, die Ultrastrahlung also nicht vollkommen diffus ist. *A. Ehmert.*

A. Schwegler. Bemerkung zu einem Sekundäreffekt der kosmischen Ultrastrahlung. ZS. f. Phys. **98**, 288, 1935, Nr. 3/4. In einer früheren Arbeit (A. Schwegler, ZS. f. Phys. **96**, 62, 1935) wurde berichtet, daß man bei untereinanderliegenden Zählrohren die Koinzidenzzahl durch seitliche Bleipanzern beträchtlich steigern kann. Neue Versuche zeigen, daß dieser Effekt hauptsächlich auf eine Erhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit auf direkte Koinzidenzen zurückzuführen ist, da der seitliche Bleipanzern die Impulszahlen der einzelnen Zählrohre herabsetzt. *A. Ehmert.*

D. B. Cowie. Geiger-Counter Characteristics with Applied Potentials Reversed. Phys. Rev. (2) **48**, 883—885, 1935, Nr. 11. Es wird über Versuche berichtet, die mit Geiger-Müllerschen Zählrohren mit umgekehrter Polung (Zylinderpotential positiv gegenüber dem Zählendraht) ausgeführt wurden. Bekanntlich nimmt in diesem Fall die Impulszahl eines Zählrohres bedeutend ab. Beträgt die Empfindlichkeit eines einzelnen Zählrohres mit umgekehrter Polung E (Größenordnung 10^{-1}), so ist zu erwarten, daß die Registrierungsempfindlichkeit für Koinzidenzen zwischen zwei Zählrohren E^2 beträgt, vorausgesetzt, daß Zählrohre auf γ -Strahlen und kosmische Strahlen in derselben Weise ansprechen. Dieser Sachverhalt wird für verschiedene Zählspannungen experimentell belegt. — Als mögliche Erklärung für die Erscheinung wird angegeben, daß eine Zählrohrentladung unter den beschriebenen Bedingungen dadurch zustande kommt, daß ein positives Ion aus dem Zählendraht Elektronen auslöst. Die Auslösewahrscheinlichkeit ist aber sehr gering. Ein Vergleich der Ergebnisse unter diesem Gesichtspunkt mit Messungen von Penning (Proc. Amsterdam **33**, 841, 1930) über Elektronenauslösung aus Wolfram durch positive Gasionen ergibt in gewissen Grenzen quantitative Übereinstimmung. *Schwegler.*

Lange. Einheitliche Nullpunktshöhe der Pegel im deutschen Tidegebiet. Ann. d. Hydrogr. **64**, 31—33, 1936, Nr. 1. *Scheel.*

Willy Bein, Heinz-Günther Hirsekorn und Lotte Möller. Konstantenbestimmungen des Meerwassers und Ergebnisse über Wasserkörper. Mit 45 Abbildungen im Text und 14 Tafeln mit 23 Abbildungen. Veröff. d. Inst. f. Meereskunde a. d. Univ. Berlin, N. F. (A), Heft 28. VIII u. 240 S. Berlin, Verlag von E. S. Mittler & Sohn, 1935. Die Untersuchungen sind im Anschluß an die Meteor-Expedition (1928—1934) ausgeführt. Inhalt: Überblick über Methoden

direkter und indirekter Dichtebestimmungen des Meerwassers. Methoden und Instrumente zur Meerwasser-Dichtebestimmung: Die optischen Methoden und Instrumente; die elektrische Leitfähigkeits-Apparatur; die Chlortitrationsmethode. — Physikalische und chemische Konstanten des Meerwassers: Erfahrungen über die Unzulänglichkeit der bisherigen Dichtebestimmungen von Meerwasserproben; neue Tafeln der Dichte und des spezifischen Volumens von Meerwasser; die zu ermittelnden Konstanten des Kompensators für Meerwasser; die optischen Konstanten des Meerwassers als Grundlage für die Eichung des Interferometers; der elektrische Widerstand des Meerwassers in einem Schwingungskreis und einer Kurbelwiderstandsbrücke; die Ergebnisse. — Zur Charakteristik der Wasserkörper des Atlantischen Ozeans: Methode und Verarbeitung; über Wasserkörper des Atlantischen Ozeans; Schlußbemerkungen: Die Versuche haben klar ergeben, daß man durch Verwendung der optischen Methode, der Leitfähigkeitsmessung und der Chlortitration Dichtedifferenzen ableiten kann, durch welche Wasserkörper des Ozeans zu charakterisieren sind. *Scheel.*

H. Thorade. Beständigkeit und Streuung bei Strömen. Ann. d. Hydrogr. 64, 13—23, 1936, Nr. 1. Soll eine Meeresströmung festgestellt werden, so hat sich, zumindest in den bisher untersuchten Fällen, die Einzelbeobachtung als nahezu wertlos erwiesen, und nur durch Häufung und Mittelbildung hat man Aussicht, etwas über den wahren Strom zu erfahren. Zur Bewertung der Beobachtungen reichte der Begriff der Beständigkeit nicht aus. Unter der Voraussetzung einer Verteilung der Beobachtungen gemäß dem Fehlergesetz wird zur Kennzeichnung der Streuung der „Streukreis“ vorgeschlagen, in den etwa $\frac{2}{3}$ aller Beobachtungen hineinfallen. Eine Rechnung wird durchgeführt. *H. Ebert.*

H. Wattenberg und E. Timmermann. Über die Sättigung des Seewassers an CaCO_3 und die anorganogene Bildung von Kalksedimenten. Ann. d. Hydrogr. 64, 23—31, 1936, Nr. 1. Zunächst sind Bestimmungen der Löslichkeit von CaCO_3 (Calcit) in ozeanischem Seewasser bei 25, 30 und 35° in Abhängigkeit vom p_{H} und dem daraus berechneten Kohlensäuredruck durchgeführt. Daraus ergibt sich, daß das gesamte Oberflächenwasser des Weltmeeres an CaCO_3 stark übersättigt ist. Auch in bezug auf Aragonit besteht fast dieselbe Übersättigung. Die Verff. schließen, daß in tropischen und subtropischen Flachmeeren mit lockerem Kalkboden (z. B. Bahama-Bänke) eine beträchtliche anorganische Ausfüllung von CaCO_3 stattfinden muß. Es wird vermutet, daß auch ein Teil des „amorphen“ Kalks fossiler Gesteine auf diesem Wege gebildet wurde. Es folgen zum Schluß Betrachtungen über die Entstehung und Aufrechterhaltung der Übersättigung an der Oberfläche; für beide wird der Austausch der Schichten aus verschiedenen Tiefen infolge der Zirkulation verantwortlich gemacht. *H. Ebert.*

E. Allan Williams and C. L. Utterback. Seasonal Changes in Components of Submarine Daylight. Journ. Opt. Soc. Amer. 25, 384—387, 1935, Nr. 12. Es wurde an zwei Beobachtungsstationen für verschiedene Wellenbereiche des sichtbaren Gebiets der Extinktionskoeffizient von Meerwasser in Abhängigkeit von der Jahreszeit bestimmt. Für sämtliche Wellenlängen ergibt sich ein dem Wesen nach gleicher Gang des Extinktionskoeffizienten; nach Angabe der Verff. scheint ein Zusammenhang zwischen dem Wachstum der Mikroorganismen und dem Extinktionskoeffizienten des Wassers zu bestehen. *Dziobek.*

Hans Müller. Eine Studie über die Struktur des sommerlichen Temperaturganges. (2. Mitteilung.) Ann. d. Hydrogr. 63, 466—477, 1935, Nr. 12. Die Kälterückfälle bzw. Wärmerückfälle sind in einer ersten Mitteilung behandelt worden. Für sie sind mechanisch nicht allein über- oder unternormale

Temperaturwerte eines Tages oder einer Pentade ein Kriterium, sondern noch das Vorhandensein einer gewissen Regelmäßigkeit (betreffe der Streuung der Temperaturwerte). Dennoch konnte die Mehrzahl der Erscheinungen nicht erfaßt werden. In Anlehnung an einen Gedanken von Köppen wird in der vorliegenden zweiten Mitteilung mit Hilfe der Sonnenscheindauer eine Erklärung versucht. Es wird festgestellt, daß zwischen Sonnenschein und Temperatur eine bedeutungsvolle, zwar nicht lineare Beziehung besteht. Sie ist besonders eng im Juli—August, wo Ostwetterlagen mit den beiden Elementen sehr häufig zusammentreffen. *H. Ebert.*

W. Portig. Numerische Berechnung des stratosphärischen Einflusses auf den Bodendruck. (1. Mitteilung.) *Ann. d. Hydrogr.* **64**, 35—36, 1936, Nr. 1. In Ergänzung zu den Ausführungen von Aujeszky (1935) wird eine einfache Methode angegeben, wie man die Änderung des Luftdruckes am Erdboden in zwei hoch- und tiefatmosphärische Komponenten aufspalten kann (Aufspaltung in einen tropo- und einen stratosphärischen Teil). *H. Ebert.*

R. Scherhag. Die Entstehung der im „Täglichen Wetterbericht“ der Deutschen Seewarte veröffentlichten Höhenwetterkarten und deren Verwendung im Wetterdienst. *Meteorol. ZS.* **53**, 1—6, 1936, Nr. 1. *Scheel.*

R. Mügge und P. Sieber. Über wetterwirksame Druckänderungen. *Meteorol. ZS.* **52**, 413—418, 1935, Nr. 11. Im Gegensatz zur Margules'schen Auffassung von der Umwandlung aufgehäufter potentieller in kinetische Energie im Sinne des Zweikammersystems wird eine energetische Auffassung der Atmosphäre als eine „laufende Wärmemaschine“, die gleichsam eine Reihe fortwährend in derselben Richtung gestörter Gleichgewichte durchläuft, wodurch fortlaufend Energiezufuhr geliefert wird, entwickelt. In diesem Sinn wird die Wirkung der dauernden Änderungen der Druckgradienten besprochen, wobei es wesentlich auf ihre räumliche Anordnung ankommt. Im schematischen Beispiel, daß Warmluft hinter einer Kaltluft von Westen nach Osten strömt, muß durch gleichmäßigen Druckfall im Norden die Warmluft zum Aufgleiten auf die Kaltluft gezwungen werden, da die durch Verteilung der Druckgradienten bewirkte beschleunigende Kraft dem spezifischen Volumen der betroffenen Luftmassen proportional ist. Die Wirkung wird verstärkt, wenn die oberen beschleunigenden Druckänderungen selbst schon über der Warmluft stärker sind als über der Kaltluft oder wenn sie so verteilt sind, daß sie die unteren Luftmassen gegen einander beschleunigen (geschlossene Steig- und Fallgebiete). Neben den lokalen Druckänderungen kommen noch die durch den Transport von Luftmassen entstehenden für die Veranlassung von Vertikalbewegungen in Betracht, die im Produkt aus dem Gradienten von ρp in Richtung von ρ und dem absoluten Betrag der Windgeschwindigkeit v zur Geltung kommen. Diese kommen zur Wirkung, sobald eine Luftmasse ein gekrümmtes oder divergentes Isobarenfeld, das durch die obere Druckverteilung bestimmt wird, durchwandert. Es wird eine schematische Darstellung für die Wirkung der Divergenz und der Krümmung der Isobaren gegeben. *F. Steinhäuser.*

P. Raethjen. Das Gegenläufigkeitsgesetz der Temperaturen in Stratosphäre und Troposphäre. *Meteorol. ZS.* **52**, 418—424, 1935, Nr. 11. Der Verf. gibt ein dynamisch begründetes Gesetz für die erfahrungsmäßige Regel, daß die Stratosphäre (Str.) warm ist, wo die Troposphäre (Tr.) kalt ist und umgekehrt, das das Gegenläufigkeitsgesetz im wesentlichen als Folge des stabilen Gleichgewichts, die Ausnahmefälle aber als Labilitäten erklärt. Er unterscheidet eine kosmische Gegenläufigkeit, wie sie sich in der meridionalen Temperaturverteilung mit kalter Str. und warmer Tr. in Äquatornähe und warmer Str. und

kalter Tr. in Polnähe zeigt, und eine wetterhafte Gegenläufigkeit, die sich in den aus aerologischen Aufstiegen bekannten täglichen Temperaturänderungen zeigt. Daß die vertikale Temperaturdifferenz zwischen Str. und Tr. in Äquatornähe größer ist als in Polnähe, erklärt sich aus dem Strahlungsgleichgewicht unter Berücksichtigung des größeren Wasserdampfgehaltes, demzufolge als Beziehung zwischen Str.-Temperatur T_s und der Temperatur T_b der bodennahen Luftschicht gilt: $T_b/T_s^4 = 1 + r$, wo r die in einem Strahlungsabsorptionsmaß ausgedrückte Wasserdampfmenge der Tr. ist. Die meridionale Differenz der Str.- bzw. Tr.-Temperaturen wird durch den meridionalen Wärmeaustausch ermöglicht, der im wesentlichen durch die Passatzirkulation geregelt wird, die sich entsprechend der Forderung eines hydromechanischen Gleichgewichts, daß die horizontalen Druckunterschiede in Bodennähe am geringsten sind und die gesamte Masse einer vertikalen Luftsäule in allen Breiten nahezu gleich sein muß, einstellt. Die wetterhafte Gegenläufigkeit erklärt sich hydrothermodynamisch, indem bei stabiler Tr. durch aufsteigende Luftströme im von einer warmen Str. am Boden erzeugten Tief die Tr. abgekühlt und im Hoch erwärmt wird, welche Vorgänge wirksam bleiben, bis der Druckunterschied am Boden am geringsten ist. Die umgekehrte Wirkung tritt bei feuchtabliler Schichtung im Tief auf. Es wird ein Schema für die stufenweise Labilisierung der Tr. von oben her durch eine Reihe von stratosphärischen Druckstörungen angegeben. Die stratosphärische Steuerung muß als Energieübertragung von einem Ort zum anderen angesehen werden, insofern als an einer Stelle mechanische Energie in der Tr. gewonnen und dadurch eine Wellenstörung in der Str. ausgelöst wird, die sich dort fortpflanzt und an Stellen feuchtabliler Schichtung troposphärische Umlagerungen auslöst. Der Umsatz mechanischer Energie geht in der Tr. vor sich: Erzeugung wegen Wasserdampfgehalt, Verbrauch durch Reibung in Bodennähe. Die Reibung am Boden erklärt so auch, warum die auslösenden Druckstörungen gerade in der Tropopause auftreten.

F. Steinhauser.

P. Zistler. Über die Zusammenhänge zwischen troposphärischen und stratosphärischen Druckwellen. Meteorol. ZS. 52, 424—429, 1935, Nr. 11. Durch Bearbeitung des Münchener Registrierballonmaterials wird gezeigt, daß die großen troposphärischen und die stratosphärischen Kälte- und Wärmewellen nicht unabhängig voneinander sondern durch das Kompensationsgesetz aufs engste miteinander verknüpft sind. Die advektiven Vorgänge bei Kälte- und Wärmeeinbrüchen umfassen fast die ganze Atmosphäre. Der Verf. lehnt demnach die Bezeichnung der „oberen“ und „unteren“ Druckwellen als „primär“ bzw. „sekundär“ im Sinne von Ursache und Wirkung ab. Da der troposphärische Anteil am Bodendruck am Äquator geringer als am Pol, der stratosphärische Anteil am Äquator um ebensoviel größer als am Pol ist, so daß die Gesamtmasse der Atmosphäre nahezu gleichbleibt, so ist daraus erklärlich, daß der Druck in der Höhe großen Schwankungen unterliegt, während er am Boden nahezu unverändert bleibt, wenn es sich bei den troposphärischen und stratosphärischen Kältewellen um ein einheitliches Strömungssystem handelt. Das Kompensationsgesetz gilt auch im allgemeinen Fall bei Druckänderungen am Boden.

F. Steinhauser.

G. Seifert. Die Bedeutung wandernder primärer Drucksteiggebiete für Labilisierung und Zyklonenbildung. Meteorol. ZS. 52, 429—433, 1935, Nr. 11. Es werden zwei Arten der Verknüpfung stratosphärischer Druckänderungen mit den Wettererscheinungen der Troposphäre durch Labilisierung und deren Umlagerung besprochen: 1. Kaltluftaktivierung in der Höhe; ein wanderndes primäres Drucksteiggebiet verursacht eine Gradientwindänderung, wodurch eine Abkühlung in der Höhe und damit eine Labilisierung eintritt, was zur Um-

lagerung führt und Druckfall und Verschärfung des horizontalen Druckgradienten zur Folge hat. Hierfür werden Beispiele gegeben. 2. Vorstoß kalter Hochtroposphäre oder Stratosphäre, also ein primärer Druckanstieg, der vorwiegend durch Temperaturwirkungen bedingt ist und selbst schon einen Kälteeinbruch in der Höhe darstellt. An diese Vorgänge sind die lang anhaltenden heftigen Nachtgewitter gebunden.

F. Steinhauser.

F. Steinhauser. Temperaturschichtung und Windstruktur in Bodennähe. Meteorol. ZS. 52, 439—443, 1935, Nr. 11. Auf Grund von mehrjährigen Registrierungen der Temperatur an einer englischen Versuchsstation in 2,5, 30, 120, 710 und 1710 cm Höhe werden für jeden Monat die mittleren Tagesgänge der vertikalen Temperaturgradienten in den erwähnten Höhen über dem Boden mitgeteilt. In der untersten Schicht zwischen 2,5 und 30 cm war mittags der Temperaturgradient im Juni im Mittel aller Tage noch nahezu 700 fach, in der Schicht zwischen 30 und 120 cm 77 fach, in 120 bis 710 cm 18 fach und in 710 bis 1710 cm 3,3 fach überadiabatisch. Im Dezember waren die entsprechenden Werte 65-, 8-, 4- und 0,7 fach überadiabatisch. An gänzlich bewölkten Tagen waren die Gradienten wesentlich schwächer, aber doch noch überadiabatisch; an wolkenlosen Tagen waren sie größer. In der Zeit von mehr als 1½ Stunden vor Sonnenuntergang bis ½ bis 1½ Stunden nach Sonnenaufgang herrschten im Mittel in allen Schichten Inversionen. Es wurde auch der Einfluß der vertikalen Temperaturgradienten auf die Geschwindigkeitsverteilung, die Schwankungen und die Böigkeit des Windes in der bodennahen Luftschicht untersucht. Auf die Bedeutung dieser Untersuchungen für die Erklärung der Erwärmung der Atmosphäre wird hingewiesen.

F. Steinhauser.

G. A. Suckstorff. Die Strömungsvorgänge in Instabilitäts-schauern. Meteorol. ZS. 52, 449—452, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Aus Feinregistrierungen von Temperatur, Luftdruck, Windrichtung und Windgeschwindigkeit während des Vorüberzuges von Instabilitätsschauern wurden die Strömungsverhältnisse in der Wolke erschlossen. Wegen der Feucht-labilität steigt im vorderen Teil der Wolke die Luft bis zur Kondensationshöhe trocken- und dann weiter feuchtadiabatisch auf, wobei der Vertikalstrom das kondensierte Wasser schwebend erhält. Im Innern der Wolke wird die Feucht-labilität schwächer, das Wasser kann nicht mehr schwebend erhalten bleiben, fällt nieder und reißt Luft mit sich. Dieser absteigende Strom erfolgt, solange genügend Wasser vorhanden ist, feuchtadiabatisch und bringt daher Abkühlung am Boden mit sich. Hinter der Schauerwolke steigt die Luft trockenadiabatisch ab und es ist anzunehmen, daß diese absteigende Luft von dem Wirbel in der vorderen Hälfte der Wolke angesogen wird. Nach Barogrammen von Wolkensegelflügen soll im hinteren Teil eines Cumulus wieder eine aufsteigende Bewegung bestehen, die möglicherweise auf die Entlastung der Wolkenluft durch den ausfallenden Niederschlag zurückzuführen ist. Demnach bestünde in der Schauerwolke ein gegenläufiger Doppelwirbel, der wegen der Verhinderung seiner Drehung um den gemeinsamen Schwerpunkt durch den Erdboden und durch die vertikale Temperaturverteilung sich auseinanderreiben muß.

F. Steinhauser.

Th. Hesselberg. Einige Eigenschaften des Windes. Meteorol. ZS. 52, 473—477, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Der Vergleich der Verteilungskurven der für bestimmte Richtungen für jede Stunde eines Monats berechneten Windkomponenten mit der entsprechenden Maxwell'schen Verteilungskurve zeigt, daß zu viel Fälle mit kleinen und mit großen Abweichungen, aber zu wenig Fälle mit mittleren Abweichungen vorkommen. Die beobachteten Verteilungskurven lassen sich mit einer besseren Annäherung durch eine Summe von Maxwell'schen Verteilungen darstellen, was sich aus der Nichthomogenität

des Beobachtungsmaterials erklärt. Dasselbe gilt von den Flächen der Windverteilung im Vektordiagramm, die die Häufigkeiten der Windabweichungen mit bestimmter Richtung und bestimmter Geschwindigkeit geben, im Vergleich mit den Maxwell'schen Verteilungsflächen. Die theoretischen Verteilungsflächen der Häufigkeiten der Windabweichungen bestimmter Richtung sind lemniskatenähnlich, wobei die Einschnürung in Richtung der kleinsten Häufigkeit ist. Ähnliche Formen zeigen die Häufigkeitskurven für die verschiedenen Windrichtungen, für die durchschnittlichen Abweichungen, für die mittleren Perioden der Variationen in den Komponenten, für die mittleren Weglängen und für die Austauschkoefizienten. Die Kurven für die mittleren Geschwindigkeiten in bestimmten Richtungen sind Ellipsen.

F. Steinhauser.

G. Dedebant und Ph. Wehrlé. Eine hydrodynamische Theorie der allgemeinen Luftzirkulation. Meteorol. ZS. 52, 477—486, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Die Verff. erklären die Geschwindigkeitsverteilung der Rotation der Sonnenoberfläche (abnehmende Geschwindigkeit mit zunehmender Sonnenbreite) auf Grund einer Gleichung der Gastheorie von Boltzmann, die jene Konfiguration als die wahrscheinlichste erscheinen läßt, die einem Minimum der Dissipation der Energie entspricht. Dieses Prinzip wenden sie in Analogie auf die allgemeine Luftzirkulation auf der Erde an, die als quasi-permanenter Zustand betrachtet wird. Gestützt auf die der Gleichung von Boltzmann entsprechende Bedingung der kleinsten thermischen Dissipation wird versucht, Gleichungen für das mittlere Temperaturfeld der Erdatmosphäre abzuleiten. Dem so festgelegten Temperaturfeld entsprechend wird unter der Bedingung der kleinsten mechanischen Dissipation auch eine Gleichung der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre abgeleitet. Die Analogie zwischen Sonne und Stratosphäre erscheint danach sehr eng, während die Troposphäre stark von dem gesteigerten Temperaturgradienten beeinflußt ist, der durch die Sonnenstrahlung auf der Erdoberfläche erhalten wird. Aus der Analogie der hydrodynamischen Phänomene auf der Sonne mit den entsprechenden Erscheinungen in der Atmosphäre wird geschlossen, daß die Sonnenstrahlung nicht die bisher angenommene wesentliche Ursache als „thermischer Motor“ dieser Erscheinungen ist.

F. Steinhauser.

Rudolf Geiger. Beobachtungen der Wärmeschichtung über dem Boden. Meteorol. ZS. 52, 497—498, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Auf dem Flugfeld in München ist ein Meßgerät nun schon nahezu 1 Jahr lang in Verwendung, das die Temperatur strahlungsaufnehmender und frei ausstrahlender, jeder Witterung ausgesetzter Versuchskörper mißt, was für das Pflanzenleben von Bedeutung ist. Das Programm der Untersuchungen wird aufgezählt. Über die Ergebnisse wird später berichtet.

F. Steinhauser.

G. A. Suckstorff. Einige Untersuchungen über die Struktur der Richtungsschwankungen des Windes. ZS. f. Geophys. 11, 378—388, 1935, Nr. 7/8. Das bei den Untersuchungen benutzte und von Askania neu herausgebrachte Windmeßgerät wird zunächst kurz beschrieben. Es beruht auf dem Prinzip des Staudruckmessers. Zuerst wird die Frequenzabhängigkeit des mechanisch und photographisch registrierenden Druckmessers untersucht. Weiter wird die Güte der Windfahne behandelt, die durch zwei Größen bestimmt ist, durch ihre Stellkraft auch bei schwachen Winden und durch ihre Einstelldauer. Es werden schließlich Beispiele von Registrierungen der Windrichtung bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten besprochen, die teils große, teils kleine Perioden, teils Stufenbildung, teils treppenartige Stufen zeigen. Aus diesen periodischen Vorgängen wird die Größe der Turbulenzkörper und Wirbelsysteme errechnet.

Fritz Hänsch.

Fritz Möller. Die Wärmequellen in der freien Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 408—412, 1935, Nr. 11. Es wird unter Zugrundelegung der mittleren Temperatur und Feuchtigkeitsverteilung im Juni über Lindenberg bis 13 km Höhe für die verschiedenen Höhen die Abkühlung durch Ausstrahlung und die Erwärmung durch Absorption der Einstrahlung und durch Kondensation berechnet. Als Bilanz ergibt sich danach bei wolkenlosem Wetter bis 9 km Höhe Abkühlung um ungefähr 1° pro Tag, bei einer mittleren Bewölkung von 0,57 in der unteren Troposphäre Erwärmung bis nahezu 1° pro Tag, in der oberen Troposphäre aber starke Abkühlung. Dazu kommt die Wirkung des vertikalen Austausches durch turbulente Luftbewegungen (im wesentlichen dynamisch bedingt), aus dem ein Wärmetransport von oben nach unten resultiert, und die Wirkung der trockenen Konvektion in warmen aufsteigenden Luftströmen in Aufwindfeldern über Flächen von $100 \times 100 \text{ m}^2$ und mehr hauptsächlich zur Mittagszeit, die große Wärmemengen bis zum Kondensationsniveau führt. Mangels geeigneter Unterlagen kann die dadurch hervorgebrachte Temperaturänderung noch nicht abgeschätzt werden. Die Beachtung der Advektion gibt eine Kontrolle der theoretischen Untersuchung insofern, als sich aus der Strömungsgeschwindigkeit und aus dem Temperaturgradienten bei Vernachlässigung der am festen Ort beobachtbaren zeitlichen Temperaturänderungen $\Delta T / \Delta t$ die zugeführte Wärme berechnen läßt. Danach ergibt sich mit Verwendung von Ergebnissen von Registrierballonvisierungen in 1 bis 6 km Höhe individuelle Abkühlung der Luftmassen, von 6 bis 10 km Erwärmung und darüber wieder Abkühlung, was mit den aus der Strahlungsbilanz errechneten Ergebnissen nicht übereinstimmt, woraus die Forderung nach Prüfung der Absorptionsverhältnisse für Sonnenlicht bei geringen Wasserdampfmen gen und Luft drucken und nach Berücksichtigung der Druckabhängigkeit der Absorption für langwellige Strahlung abgeleitet wird.

F. Steinhauser.

F. Albrecht. Untersuchungen über die spektrale Verteilung der Himmelsstrahlung und die Strahlungsbilanz der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 454—458, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Die spektrale Verteilung der Himmelsstrahlung wurde aus Messungen mit einem Solarimeter von Moll-Gorczyński bei abgeschirmter Sonne unter Benutzung der Schott-Filter GG 7, OG 1, RG 2, RG 5 und RG 7 abgeleitet und durch Berechnung der allein durch die molekulare Zerstreuung entstehenden diffusen Himmelsstrahlung auf Grund der Formel von Berlage jr. in den Anteil der molekularen Zerstreuung und der Dunstzerstreuung zerlegt. Das Maximum der Dunstzerstreuungskurve ist im Vergleich zur molekularen Zerstreuungskurve weiter gegen größere Wellenlängen verschoben. Die Untersuchung der Strahlungsbilanz von Sonnen- und Himmelsstrahlung ergab, daß die Luftreflexstrahlung, das ist die Differenz zwischen extraterrestrischer Strahlung und der Sonnen-+Himmelsstrahlung in ihrer spektralen Verteilung bei wolkenlosem Himmel im kurzwelligen Gebiet nahezu unabhängig von der Sonnenhöhe und vom Trübungsgrad der Atmosphäre ist. Die Abhängigkeit der Summe von Sonnen-+Himmelsstrahlung von der Sonnenhöhe ist gegeben durch $J + D = 0,33 \sin h_\odot (3,0 - 1/\sin h_\odot)$. Die Intensität der Luftreflexstrahlung ist vom Trübungsgrad nahezu unabhängig. Bei gänzlich bewölkt em Himmel zeigt die Kurve der spektralen Verteilung der Himmelsstrahlung gegenüber der Spektralverteilung der direkten Sonnenstrahlung eine deutliche Verschiebung nach Blau.

F. Steinhauser.

L. Foitzik. Über die spektrale Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln. Meteorol. ZS. 52, 458—460, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Mit einem Nachtsichtmesser von Zeiss wurden unter Verwendung eines Rot-, eines Gelbgrün- und eines Blaufilters Messungen der Lichtdurchlässig-

keit von Nebel und dichtem Dunst gemacht. Aus den gemessenen Lichtdurchlässigkeiten wurden die spektralen Schwächungskoeffizienten a_{rot} , $a_{\text{grün}}$ und a_{blau} , der mittlere Schwächungskoeffizient $a_m = (a_{\text{rot}} + a_{\text{grün}} + a_{\text{blau}})/3$ und die Quotienten $n_{\text{rot}} = a_{\text{rot}}/a_m$ und entsprechend $n_{\text{grün}}$ und n_{blau} berechnet. Bei einer Sichtweite über 900 m wird blaues Licht wesentlich stärker geschwächt als rotes, bei geringeren Sichtweiten aber, also bei Nebel, wird rotes Licht etwas stärker geschwächt als blaues. Es kommen auch Ausnahmen vor, die sich aus der verschiedenen Größe der Nebel- und Dunsttröpfchen bei verschiedener atmosphärischer Trübung erklären lassen, wie Berechnungen der spektralen Lichtschwächung von homogenem Wassernebel nach Stratton und Houghton zeigen. Wenn Dunst und Nebel nicht nur ihrer Dichte nach, sondern auch in spektraler Hinsicht unterschieden werden, so kann man mitunter auch bei Sichtweiten unter 1 km noch von Dunst und umgekehrt bei Sichtweiten über 1 km auch schon von Nebel sprechen.

F. Steinhauser.

Paul Dubois. Bestimmungen von Wasserdampf- und Staubgehalt in der Atmosphäre aus Sonnenstrahlungsmessungen. Meteorol. ZS. 52, 460—464, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Zur Untersuchung der wirklich auftretenden virtuellen Gänge der Trübungsfaktoren und des Verhaltens der von Feussner und Dubois eingeführten Staubgröße \mathfrak{S} zum Ångströmschen Trübungskoeffizienten β wurden auf dem Monte Rosa und auf den Lofoten vorgenommene Strahlungsmessungen verarbeitet. Es wurde auch untersucht, wie weit die mit Filtermethoden gewonnenen Ergebnisse mit den von Abbot und seinen Mitarbeitern durchgeführten spektralen Messungen zur Bestimmung der extraterrestrischen Energieverteilung und der Solarkonstanten in Einklang stehen. Danach sind die extraterrestrischen Kurzstrahlungsintensitäten um etwa 2 % höher, als bisher angenommen wurde, und dementsprechend wäre die Solarkonstante etwas zu erhöhen. Verschiedene im Hochgebirge vorgenommene Gesamtstrahlungs- und besonders Rotstrahlungsmessungen weisen darauf hin, daß in der freien Natur ein anderes Gesetz der Wasserdampfextinktion gilt, als Fowle aus Laboratoriumsuntersuchungen abgeleitet hatte. Es werden Korrekturfaktoren zur „Entstaubung“ der Rotintensitäten angegeben, aus denen dann das precipitable water bestimmt werden kann. Aus den Untersuchungen ergibt sich, daß es gleichgültig ist, ob man die Staubgröße \mathfrak{S}_n oder die projizierte Ångströmsche Trübungsgröße β_n , vermindert um den Wasserdampfeinfluß, verwendet.

F. Steinhauser.

F. W. Paul Götz. Bemerkungen zur Absorption der hohen Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 471—473, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Es werden die Intensitätsverluste der vertikalen Strahlung infolge Sauerstoff-Ozonabsorption im Wellenbereich von 1900 bis 3100 Å in 10, 15 und 20 km Höhe für $O_3 = 0,2$ und $O_3 = 0,34$ cm angegeben. Eine Zusammenstellung der aus dem Sonnenultraviolett absorbierten Energiebeträge in den verschiedenen Höhen bei Zenitdistanzen $z = 0^\circ$ und $z = 70,7^\circ$ und bei $O_3 = 0,2$ cm und $O_3 = 0,34$ cm zeigt, daß bei $z = 70,7^\circ$ nahezu $1/3$ der absorbierten Energie auf das Höhenintervall von 40 bis 45 km fällt. Aus der Darstellung der vertikalen Verteilung der in einer Sauerstoffatmosphäre absorbierten Energie in den Wellenlängenbereichen von 1750 bis 1300 Å (anregungsfähige Strahlung), 2420 bis 1300 Å (dissoziationsfähige Strahlung) und 2650 bis 1300 Å (gesamte absorptionsfähige Strahlung) ist ein überragendes Maximum der Absorption in 20 km Höhe ersichtlich, was als gut vereinbar mit der Auffassung einer Ozonbildung durch das Sonnenultraviolett erklärt wird. In etwa 110 km Höhe liegt (in einer isothermen Atmosphäre niedrigerer Temperatur) ein zweites Absorptionsmaximum, das sich nur auf Wellenlängen unterhalb 1750 Å bezieht, wobei Sauerstoffmoleküle dissoziiert

und daraus entstandene Sauerstoffatome im 1D -Zustand angeregt werden. Daher ist in diesen Höhenlagen auf der Tagesseite der Erde eine kräftige Emission der „roten Nordlichtlinie“ zu erwarten. Als Versuch zur Erklärung der Absorptionsvorgänge in der höheren Atmosphäre wurden mit einem lichtstarken Spektrographen auch Aufnahmen der nächtlichen Lichtemission gemacht. *F. Steinhauser.*

J. Gauzit. Etude de l'ozone atmosphérique par spectroscopie visuelle. *Ann. de phys.* (11) 4, 450—532, 1935, Nov. Cabannes und Dufay (1926) haben nachgewiesen, daß es möglich ist, die atmosphärischen Ozonbanden an den Chappius-Banden zu studieren. Solange die Sonne über dem Horizont steht, lassen sich diese schwachen und diffusen Banden nicht im Spektroskop beobachten; dies ist erst möglich, wenn die Sonne einige Grad unterhalb des Horizonts steht. Zur Untersuchung des atmosphärischen Ozons konstruierte Verf. ein Spektrophotometer, das direkt den Prozentgehalt des atmosphärischen Ozons angab, den man durch zwei Methoden bestimmen kann: Durch die direkte Ausmessung gegen die Sonne und die visuelle Spektroskopie des blauen Himmels. Die Genauigkeit soll 10 % betragen. In einer Tabelle sind die Ergebnisse von 156 Messungen zwischen Januar 1933 und März 1934 verzeichnet. Es ergibt sich die bereits von Dobson entdeckte jährliche Veränderung mit einem Ozonmaximum im März—April und einem Minimum im August—September. Um auch während der Nacht Messungen anstellen zu können, wurden die spektroskopischen Untersuchungen auf den Mond ausgedehnt. In Anlehnung an die Hypothese der „dünnen“ Ozonschicht kann Verf. mit seiner Methode die Höhe dieser Schicht abschätzen. Aus 26 Messungen ergeben sich Zahlen zwischen 20 und 50 km, im Mittel etwa 33 km. Die Höhe der Ozonschicht wächst mit der Dichte. Die Spektroskopie der sehr tief stehenden Sonne ergibt, daß die vorstehende Hypothese ungenügend ist. Verf. gibt annähernd Werte des Ozongehalts in der Troposphäre an. Die bis 1934 erschienenen Arbeiten über das atmosphärische Ozon sind in einer Tabelle verzeichnet. *J. Böhme.*

W. E. Knowles Middleton. Die Farben entfernter Objekte und die Sichtweite gefärbter Ziele. *Meteorol. ZS.* 52, 507, 1935, Nr. 12. Aus der vom Verf. entwickelten Theorie der scheinbaren Farben entfernter Objekte folgt, daß schwarze, weiße oder graue Ziele in reiner oder dunstiger Luft eine blaue Farbe annehmen, wobei die Entfernung, in der die Farbe am stärksten gesättigt erscheint, von der Albedo des Objekts und der Durchlässigkeit des Dunstes abhängt. Bei weißeren Objekten ist die Entfernung größer. Die scheinbaren Farben gefärbter Ziele ändern sich in der Richtung nach Blau, und ihre Sättigung nimmt mit der Entfernung ab. Von einer bestimmten Entfernung an hört die Farbtonveränderung fast auf, und es beginnt dort eine schnelle Abnahme der Sättigung. Jedes gefärbte Objekt erscheint vor Erreichung der Sichtweite farblos (grau). Es ist daher eine spezielle Theorie der Sichtweite gefärbter Objekte nicht nötig, da sie sich nicht viel von der Sichtweite eines grauen Zieles unterscheidet. *F. Steinhauser.*

F. Löhle. Über den Wigandschen Sichthorizont. *Phys. ZS.* 37, 22—27, 1936, Nr. 1. Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Mattglatrübung vom Vorderlicht und einer entsprechenden Beziehung zwischen Luftlicht und Mattglatrübung werden neue Reduktionsformeln für die nach dem Verfahren der Auslöschphotometrie (Zusatz künstlichen Streulichtes zum natürlichen Luftlicht) arbeitenden Sichtmesser von Wigand, Jones und Scharonow abgeleitet. Die Verwendung der neuen Reduktionsformel zu einer Neubearbeitung der Potsdamer Sichtbeobachtungen mit dem Wigandschen Sichtmesser ergab eine neue einfachere Form des Wigandschen Sichthorizonts, die von dem nach der Formel

von Wigan d bestimmten ganz wesentlich abweicht und mit der von der Theorie verlangten Sichtverteilung besser übereinstimmt. *F. Steinhauser.*

F. Löhle. Über die Schrägsicht. Meteorol. ZS. 52, 435—438, 1935, Nr. 11. In der Blickrichtung vom Roßkopf (766 m) gegen das Rheintal (250 m) wurde der Schrägsichthorizont der Erkennbarkeit von Strukturen an Bäumen bei einer mittleren Sonnenhöhe von 45° und kurz vor Sonnenuntergang beobachtet. Damit wurden die nötigen Daten gewonnen, um aus der Formel für die Schrägsichtweite die Zerstreuungsfunktion zu berechnen. Die Schrägsichthorizonte und der Verlauf der Zerstreuungsfunktion sind graphisch dargestellt. *F. Steinhauser.*

Rudolf Meyer. Die Entstehung optischer Bilder durch Brechung und Spiegelung in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 405—408, 1935, Nr. 11. Da die Dichteänderungen der Luft auf dem Wege des Lichtstrahls stetig sind, verläuft der Strahl auf einer stetigen und nicht auf einer gebrochenen Kurve, und der auffallende Strahl wird nie in zwei Strahlen, in einen gebrochenen und in einen gespiegelten, zerlegt. Daher ist eine Unterscheidung zwischen Brechung und Spiegelung im in der Optik gebräuchlichen Sinne dieser Begriffe eigentlich nicht gerechtfertigt. Man spricht aber von Brechung, wenn der Strahl beim Durchgang durch eine Fläche gleicher Dichte Richtungsänderungen erleidet, während bei Spiegelungen der Strahl an eine Fläche gleicher Dichte herantritt und sich wieder von ihr entfernt, ohne hindurchzugehen. Wenn keine Spiegelung stattfindet, dann tritt bei Einfallswinkeln unter 90° vertikale Schrumpfung und bei Einfallswinkeln über 90° Dehnung ein, falls die Strahlen Gegenstandspunkten einer Fläche gleicher Dichte angehören. Ist die letztere Bedingung nicht erfüllt, so können auch andere Verhältnisse eintreten. Der Verf. weist darauf hin, daß neben der „unteren“ Spiegelung (negativer Krümmungssinn des Strahles, Temperaturgefälle kleiner als $-0,03416^\circ/\text{m}$) und der „oberen“ Spiegelung (positiver Krümmungssinn des Strahles, Krümmungsradius am Spiegelungsort kleiner als der der Flächen gleicher Dichte, Temperaturgradienten größer als $0,1120^\circ/\text{m}$) noch eine „mittlere“ Spiegelung möglich ist, wenn der Krümmungssinn des Strahles positiv, aber größer als der der Fläche gleicher Dichte ist, bei Temperaturgradienten zwischen $-0,03416^\circ$ und $0,1120^\circ/\text{m}$. Die Unterschiede der Theorien von Noelke und Wegener werden besprochen, und es wird gezeigt, daß auf bisher angenommene einschränkende Voraussetzungen verzichtet werden kann. Durchrechnung zweier Beispiele.

F. Steinhauser.

S. Siegel. Untersuchungen an häufig auftretenden Luftspiegelungen. Ann. d. Hydrogr. 63, 477—482, 1935, Nr. 12. Es ist an Hand einiger Rechnungen und Messungen versucht worden, bei Luftspiegelungen über Strahlengang und optischen Zustand in der wirksamen Schicht etwas auszusagen. Dabei zeigt es sich, daß nur sehr flach einfallende Strahlen gespiegelt werden können. Die Grenzwinkel, die einmal aus den Angaben für die Wattaufnahme und dann für die entsprechenden Werte der Straßenaufnahme erhalten wurden, stimmen befriedigend überein. Zum Schluß wird auf ein Verfahren zur Bestimmung des Temperaturgefälles in Bodennähe nach E. Schmidt (Ablenkung des streifend auffallenden Lichtes an überhitzten Körperoberflächen; 1932) hingewiesen. *H. Ebert.*

C. Wirtz. Untersuchungen über die Sicht an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins. Ann. d. Hydrogr. 63, 482—487, 1935, Nr. 12. Geprüft sollte werden, ob sich ganz allgemein in den Sichtmessungen eine regelmäßige tägliche Periode ausprägte. Zur Beantwortung dieser Frage sind Messungen bei St. Peter und Büsum (Nordseeküste Schleswig-Holsteins) durchgeführt. Dabei zeigt

sich ein Tagesgang (Maximum der Sicht in der Frühe gegen 9 Uhr; Minimum nicht vorhanden). Auch die Sichtmessungen der Kimme geben einen Tagesgang (mit Maximum und Minimum). *H. Ebert.*

C. Wirtz. Zur objektiven Messung der blauen Farbe des klaren Himmels. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 33—34, 1936, Nr. 1. Verf. führt für die objektive Bestimmung der Himmelsfarbe einen Farbenindex (Intensitätsverhältnis Blau:Rot) ein. Dadurch sind Beobachtungen an verschiedenen Orten vergleichbar. *H. Ebert.*

George M. Byram. Visibility Photometers for Measuring Atmospheric Transparency. *Journ. Opt. Soc. Amer.* 25, 388—392, 1935, Nr. 12. Es wird die scheinbare Leuchtdichte eines weit entfernten Gegenstandes gemessen, ferner die Leuchtdichte des Himmels dicht über dem betreffenden Gegenstand und ferner die Leuchtdichte eines in der Nähe befindlichen Gegenstands mit demselben Reflexionsvermögen wie der zuerst gemessene. Aus diesen drei Messungen wird die Lichtdurchlässigkeit der Luft berechnet nach einer Formel, wie sie bereits früher von Foitzik (*Meteorol. ZS.* 49, 134—139, 1932) entwickelt worden ist.

Dziobek.

F. A. Paneth and E. Glückauf. Helium Content of the Stratosphere. *Nature* 136, 717—718, 1935, Nr. 3444. Mit Hilfe kleiner Versuchsballone untersuchen Verff. den Heliumgehalt der Stratosphäre. Die Luftproben, die auf ihren Heliumgehalt geprüft wurden, entstammen Höhen zwischen etwa 17 und 21 km über England. Es ergab sich, daß bei 21 km Höhe der Heliumgehalt sehr stark zunimmt auf etwa 8 % der Luftmenge. Verff. hoffen, die Versuche noch auf größere Höhen ausdehnen und unter günstigeren klimatischen und geophysikalischen Bedingungen durchführen zu können.

Nitka.

A. Eucken und K. Schäfer. Weitere Untersuchungen über die Anreicherung schweren Wassers im Gletschereis. *Göttinger Nachr. (N. F.)* [3] 1, 137—146, 1935, Nr. 13. In einer vorangegangenen Untersuchung hatten die Verff. gefunden, daß das Schmelzwasser von Gletschern an einer spitzen Gletscherzunge teilweise über 50 % mehr D₂O enthält, als es dem natürlichen D/H-Verhältnis entspricht; diesen Anreicherungen stehen notwendigerweise Verarmungen an anderen Stellen des Gletschers gegenüber. Das Ziel dieser Arbeit ist zunächst, die D₂O-Anreicherungen und -Verarmungen an verschiedenen Stellen desselben Gletschers zu verfolgen; es zeigt sich erwartungsgemäß, daß eine spitze Gletscherzunge die Anreicherung von D₂O begünstigt. Allgemeine Gesetzmäßigkeiten für die Verteilung des D/H-Verhältnisses über einen Gletscher lassen sich schwer aufstellen, weil sich diese Konzentration infolge der Schichtung des Eises auf kleine Abstände stark ändern kann und weil auch das D/H-Verhältnis im niederfallenden Schnee infolge vorzugsweiser Kondensation des D₂O-Dampfes verschieden stark vermindert sein kann. Für die Dichte des frisch gefallenen Schnees wird ein etwa $3 \cdot 10^{-6}$ kleinerer Wert gefunden als für das Laboratoriums-Vergleichswasser; diese Dichteverminderung steht in zahlenmäßiger Übereinstimmung mit einer theoretischen Betrachtung über den Vorgang der Regen- und Schneebildung in den Alpen.

Justi.

A. Schmauss. Koagulation durch Blitz. *Meteorol. ZS.* 52, 438, 1935, Nr. 11. Es wurde beobachtet, daß nach einem Blitzschlag ein genau der Blitzbahn entsprechender schmaler Regenstreifen sich gebildet hatte, was auf eine Erleichterung der Kondensation durch die vom Blitz direkt gebildeten nitrosen Gase oder durch die durch das Ozon erzeugten Stickstoffoxyde zurückgeführt wurde. Der Verf. glaubt, daß dabei an eine elektrische Einwirkung im Sinne der Koagulation zu denken ist und daß die Auslösung einer freiwilligen Kondensation durch Stick-

oxyde für höhere Luftschichten, in denen sich elektrische oder Strahlungsvorgänge abspielen, von Bedeutung sein mag (Cirrenbildung nach Sonnenaufgang).

F. Steinhauser.

Chr. Junge. Neuere Untersuchungen an den großen atmosphärischen Kondensationskernen. Meteorol. ZS. 52, 467—470, 1935, Nr. 12. (Vortrag D. Meteorol. Ges. Danzig 1935.) Es wurde experimentell der Zusammenhang zwischen Übersättigung und Radius der für die Wolkenbildung wichtigen großen Kerne untersucht (Kondensationsspektrum). Dabei wurden künstlich erzeugte Ionen einheitlicher Größe verwendet: kleine Mittelionen vom glühenden Nernst-Stift, große Mittelionen vom glühenden Magnesiumoxyd (beide wachsen nicht mit zunehmender Feuchte an) und kleine Mittelionen einer Gasflamme (ihr Anwachsen beginnt bei einer Feuchte von 70 %). Aus den Untersuchungen wird gefolgert, daß Freiluft in großen Mengen Kerne enthält, die bei Übersättigung von 0,5 bis 1 % kondensieren, während die übrigen erst bei 2, 4 bis 10 % kondensieren. Für die Wolkenbildung kommen nur die größten Kerne für Tropfenbildung in Frage, während die kleineren Kerne erhalten bleiben, was durch Kernzählungen in Wolken bestätigt wird. Neben der Zusammensetzung des Aerosols ist die Kondensationsgeschwindigkeit von Bedeutung. Je rascher die Übersättigung anwächst, um so mehr kondensieren auch kleinere Kerne. Da bis zu einer Übersättigung bis 10 % der Hauptteil der Kerne kondensiert, andererseits in Wolken aber noch große Mengen von Kernen gefunden wurden, wird geschlossen, daß während der ganzen Entwicklung der Wolken die Übersättigung nicht höher als 10 % gewesen sein kann.

F. Steinhauser.

Kurt Wegener. Die Schallstrahlen in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 52, 504—505, 1935, Nr. 12. Für die Erklärung der Erhöhung der Schallgeschwindigkeit in 30 bis 40 km Höhe lehnt der Verf. die Annahme einer Temperaturzunahme ab und verweist auf eine Erklärungsmöglichkeit, die darin besteht, daß das Verhältnis der Druckschwankung in der Welle zum Gesamtdruck $d p/p$ wegen der Verminderung des Gesamtdrucks in der Stratosphäre so stark zunimmt, daß die Laplace'sche Formel für die Schallgeschwindigkeit, die nur bei kleinem $d p/p$ gilt, ungültig wird und Riemann'sche Stoßwellen zustandekommen. Während Wiechert bei isothermer Atmosphäre mit einer Energieabnahme mit $1/r^2$ (r = Entfernung) rechnete und zu einer Abnahme des $d p/p$ kam, zeigt der Verf. die Berechtigung, mit einer Energieabnahme mit $1/r$ zu rechnen, was auf eine Zunahme von $d p/p$ auf das Vierfache führen würde. Zwischen diesen beiden Annahmen soll die wirkliche Ausbreitung liegen. Als Beispiel von Riemann'schen Stoßwellen in der Atmosphäre verweist der Verf. auf die Druckwellen, die nach dem Ausbruch des Krakatau 1883 mehrmals die Erde umliefen.

F. Steinhauser.

K. Diesing. Zur Praxis der Verwendung äquipotentieller Temperaturen bei der Wetterdiagnose. Meteorol. ZS. 52, 434—435, 1935, Nr. 11. Da die Kenntnis der äquipotentiellen Temperaturen aus den Höhenanstiegen als Hilfsmittel für die Prognose und besonders zum Studium von Frontenvorgängen wertvoll ist, wurden Diagrammblätter angefertigt, die die Darstellung der Aufstiegskurven in rechtwinkligen Koordinatensystemen mit den Argumenten potentielle Temperatur—Luftdruck bzw. äquipotentielle Temperatur—Luftdruck gestatten. Für thermodynamische Betrachtungen wurde ein Diagramm konstruiert, das die Feuchtadiabaten der Luft als Isolinien der äquipotentiellen Temperaturen von 5 zu 5° enthält.

F. Steinhauser.

Geophysikalische Berichte

G. Nørgaard. Statische Schweremessungen auf See. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 127—140, Helsinki 1936. Mit dem vom Verf. gebauten statischen Schweremesser (Verh. d. Baltischen Geodätischen Kommission, 6 u. 7. Tagung) wurde mehrmals zwischen Kopenhagen und Aarhus und auf je einer Hin- und Rückreise zwischen Kopenhagen und Aalborg und zwischen Kopenhagen und New York gemessen. Bei nicht allzu ungünstigen Umständen beträgt der mittlere Fehler etwa ± 3 bis ± 4 Milligal. Die Bearbeitung der Beobachtungen wird beschrieben; die Ergebnisse im Sund, Kattegat und Skagerrak werden ausführlich mitgeteilt, auch vom Atlantischen Ozean können einige Schwerewerte angegeben werden. Es gelang mit verhältnismäßig großer Sicherheit, den Verlauf der Schwerkraft über dem Schelfabfall bei New York zu messen. *K. Jung.*

Jörgen Rybner. Untersuchungen über die Reaktionszeit von Undulatoren und von einem Radioempfänger. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 162—170, Helsinki 1936. Die Genauigkeit der astronomischen Längenbestimmungen wurde in der letzten Zeit so gesteigert, daß nur Übertragungs- und Registrierinstrumente mit konstanter Reaktionszeit gebraucht werden können. Der Verf. hat die Reaktionszeiten des von der Großen Nordischen Telegraphengesellschaft benutzten Undulators, eines Spitzenchronographen und eines zum Empfang von Zeitsignalen benutzten sechsstufigen Superheterodynempfängers gemessen. Die Reaktionszeit des Undulators beträgt 6 bis 7 Millisekunden. Der Empfangsapparat hat im Hochfrequenzteil eine Reaktionszeit von 1,2 Millisekunden; die Reaktionszeit des ganzen Empfängers ist 2,2 Millisekunden und mit Undulator 9 Millisekunden. Die Reaktionszeiten sind innerhalb einer Millisekunde konstant. Der Spitzenchronograph verhält sich viel ungünstiger. *K. Jung.*

Seidel. Versuche zur Ermittlung des Einflusses der Refraktion in bodennahen Schichten auf das Präzisionsnivelement. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 144—161, Helsinki 1936.

P. N. Dolgow. Untersuchungen über die Zeitbestimmung nach dem Zingerschen Verfahren mit einem Universalinstrument unter Verwendung eines selbstregistrierenden Mikrometers. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 232—256, Helsinki 1936. *K. Jung.*

E. Kuhlbrodt. Schleuderthermometer für Bordgebrauch. Ann d. Hydrogr. 64, 57—60, 1936, Nr. 2. Zur Charakterisierung der Luftmassen, ihrer Herkunft und Umwandlung auf dem Meere ist die Kenntnis der Luft- und Wassertemperatur auf $0,1^\circ\text{C}$ notwendig. Zur genauen Messung dienen die Thermometerhütten. Zur Vereinfachung der Apparatur werden Schleuderthermometer, bei denen Thermometer und das umgebogene Thermometergefäß durch hochglanzvernickelte Röhren geschützt sind. Am oberen Ende des Thermometers, im stabilen Kopf des Gehäuses, ist ein kräftiges Kugellager aus rostfreiem Stahl eingebaut. Senkrecht dazu ist eine Achse als Handgriff, um den herum das Thermometer in kreisende Bewegung gesetzt werden kann. *H. Ebert.*

D. Le B. Cooper and E. P. Linton. A note on the use of hot wire anemometers. Proc. Nova Scotian Inst. of Science 19, 119—120, 1934/35, Nr. 1. Zur Erklärung des Verhaltens von Hitzdraht-Anemometern bei geringen Luftgeschwindigkeiten wird ein Gerät in horizontaler und vertikaler Stellung untersucht. Es ergibt sich bei Luftgeschwindigkeiten über 10 cm/sec praktische Übereinstimmung.

Bei kleineren Geschwindigkeiten fallen die Eichkurven nicht nur nicht mehr zusammen, sondern zeigen in einem bestimmten Bereich bei ganz niedrigen Geschwindigkeiten „negative“ Werte an (der Ausschlag des Gerätes ist kleiner als bei der Geschwindigkeit Null). Erklärt wird dieses Verhalten damit, daß der erwärmte Draht eine zusätzliche Konvektionsströmung erzeugt, die sich der anderen Luftbewegung überlagert. *H. Ebert.*

H. Klumb und Th. Haase. Zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Gasen. *ZS. f. techn. Phys.* 17, 57—60, 1936, Nr. 2. Strömungsgeschwindigkeiten in Gasen und Flüssigkeiten können aus dem Wärmeverlust eines elektrisch beheizten Drahtes durch Bestimmung seines elektrischen Widerstandes gemessen werden. Bei den von den Verff. ausgebildeten und untersuchten Geräten wurde die Abkühlung der Heizkörper im strömenden Gas bestimmt durch Durchbiegung eines Bimetallstreifens, Längenänderung des Hitzdrahtes und thermoelektrische Messung der Drahttemperatur in der Mitte des Hitzdrahtes (Thermokranz). Durch Versuche wird die Brauchbarkeit der Geräte für Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 10 cm/sec und 10 m/sec nachgewiesen. Die Möglichkeit einer Erweiterung des Meßbereiches auf 100 bis 200 m/sec wird angedeutet. *H. Ebert.*

A. Simons. The measurement of very low relative humidities. *Proc. Phys. Soc.* 48, 135—144, 1936, Nr. 1 (Nr. 264). Feuchtigkeiten von 0,5 bis 10 % sind im Temperaturbereich von 10 bis 90° C gemessen worden. Dazu wurden drei Verfahren angewendet: die Absorptions-, die Taupunkt- und die Psychrometer-Methode. Es wird ein Taupunktsapparat beschrieben, dessen Meßbereich nach tiefen Temperaturen sich bis —40° C erstreckt: Ein Quecksilberspiegel auf einer Kupferplatte, die mit einem besonders hergerichteten Thermostaten abgekühlt und deren Temperatur mit einem Cu-Eureka-Thermoelement gemessen wird. Für das Psychrometer werden ebenfalls Thermoelemente verwendet. Bei den benutzten dünnen Drähten genügt ein geringer Luftstrom (s. auch Ebert und Pfeiffer, diese Ber. 15, 828, 1934). Zur Berechnung dient die Sprungsche Gleichung mit einem Faktor von 0,54, bei einem Barometerstand von 755 mm Hg. Zwischen 70 und 90° C wächst der Faktor für höheren Dampfdruck an. Alle drei Verfahren geben z. B. bei 2 % Feuchtigkeit innerhalb $\frac{1}{10}$ % Übereinstimmung. *H. Ebert.*

M. Berek, K. Männchen und W. Schäfer. Über tyndallometrische Messung des Staubgehaltes der Luft und ein neues Staubmeßgerät. *ZS. f. Instrkde.* 56, 49—56, 1936, Nr. 2. Von den vier üblichen Methoden der Staubbestimmung (Niederschlagen auf einer präparierten Glasplatte und mikroskopische Auszählung der Staubeilchen; gravimetrisches Verfahren; Absorption des Lichtes, Intensität des gestreuten Lichtes) ist die letztere von den Verff. eingehend untersucht worden. Für fünf verschiedene Staube, deren Feinmahlgrad allerdings annähernd der gleiche war, wurde Proportionalität zwischen tyndallometrisch gemessener Intensität des Streulichtes und dem gravimetrisch bestimmten Staubgehalt bei annähernd gleichem Faktor für diese Staube gefunden. Eine Eichung für bestimmte Staube läßt sich leicht durchführen. Das Tyndallometer besteht im wesentlichen aus einer Staubkammer, Beleuchtungseinrichtung, Photometereinrichtung und einem Beobachtungsfernrohr. *H. Ebert.*

Hubert Garrigue. Le spectrographe ultralumineux du Pic du Midi. *C. R.* 202, 44—45, 1936, Nr. 1. Mit einem neuen, von Cojan berechneten Objektiv von $f: 0,55$ bei $f = 34,6$ mm werden Spektralaufnahmen des Nachthimmellichtes gemacht. Bei Belichtungszeiten von 15 sec bis 44 min zeigen die Aufnahmen Banden bei 6300 und 5888 Å und die Linie 5577 Å. Eine Aufnahme ist, ohne Angabe der Vergrößerung, beigefügt. Der Spektrograph, der selbsttätig belichtet, soll an anderer Stelle beschrieben werden. *Funk.*

W. Mörikofer und Chr. Thams. Erfahrungen mit dem thermoelektrischen Pyrheliographen Moll-Gorczynski. Meteorol. ZS. 53, 22—26, 1936, Nr. 1. Bei dem untersuchten Instrument wurde eine leichte Abnahme der Empfindlichkeit mit wachsender Sonnenhöhe und Strahlungsintensität festgestellt. Die Konstanz der Null-Lage und der Empfindlichkeit ist so gut, daß das Instrument für alle Messungen für klimatologische und meteorologische Zwecke, wo es auf eine Unsicherheit von 1 bis 1½ % nicht ankommt, als sehr empfehlenswert erscheint. Das zugehörige Registriermillivoltmeter von Richard zeigte keine systematische Abweichung von der strengen Proportionalität zwischen Stromstärke und Ausschlag und auch die mittlere Abweichung von der Linearität an den verschiedenen Stellen des Bereiches, sämtliche Fehler der Auswertgenauigkeit inbegriffen, betrug nur $\pm 1,1\%$ F. Steinhäuser.

P. Vernotte. Convection et rayonnement des fils de différents métaux; application à divers problèmes et en particulier à la mesure de la température de l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 11S—12S, 1935, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 366.] Die Fehlerquellen eines der Strahlung ausgesetzten Widerstandsthermometers werden im Hinblick auf Temperaturmessungen in der Atmosphäre bei Ballonaufstiegen diskutiert. Es wird darauf hingewiesen, daß das bei den russischen Stratosphärenaufstiegen verwendete Thermometer aus Platin nicht günstig ist. Die Fehler werden geringer, wenn an Stelle von Platin Silber, Gold oder Kupfer gewählt wird, da diese Metalle im Gebiete maximaler Sonnenstrahlungsintensität eine geringere Absorption aufweisen als Platin. Auch auf die Fehlerquellen infolge der veränderten Bedingungen des konvektiven Wärmeüberganges zwischen Thermometer und Luft in der Stratosphäre wird kurz eingegangen. Tingwaldt.

J. Maurer. Unsere ersten Sonnenschein- und Strahlungsmessungen vor 50 Jahren. Eine historische Reminiszenz. Meteorol. ZS. 53, 71—72, 1936, Nr. 2. Dede.

J. Mc Garva Bruckshaw. Experiments on conducting laminae in periodic magnetic fields. Proc. Phys. Soc. 48, 63—74, 1936, Nr. 1 (Nr. 264). Das sekundäre Magnetfeld einer kreisrunden leitenden Scheibe, die sich in einem räumlich ausgedehnten homogenen magnetischen Wechselfeld befindet, ist nach den Messungen des Verf. abhängig von der Größe der Scheibe, von ihrer Leitfähigkeit und der Frequenz des erregenden Magnetfeldes. Nehmen diese drei Parameter zu, so wächst auch die Stärke des Sekundärfeldes. Die Phasendifferenz zwischen dem Primär- und dem Sekundärfeld kann sich dabei von $\pi/2$ bis auf Null ändern. Die praktische geophysikalische Anwendung der Versuchsanordnung zum Aufsuchen eingeschlossener gut leitender Schichten (z. B. metallischer Sulfide) unter der Erdoberfläche wird diskutiert, es zeigt sich jedoch, daß diese Methode im Vergleich zu anderen keine besonderen Vorteile besitzt. v. Harlem.

John Collard. A search-coil method of measuring the A. C. resistivity of the earth. Journ. Inst. Electr. Eng. 78, 100—104, 1936, Nr. 469. Die Arbeit beschreibt eine Methode zur Bestimmung des Erdwiderstandes. Mittels der Carson-Pollaszeck-Theorie wird gezeigt, daß aus der in einem Rahmen induzierten Spannung, der Entfernung des Rahmens von der induzierenden geerdeten Leitung und der Frequenz des induzierten Stromes der Erdwiderstand berechnet werden kann. Das benutzte Meßgerät wird beschrieben und die Genauigkeit der Bestimmung des Erdwiderstandes diskutiert. Zur Vorhersage der induktiven Beeinflussung einer Fernsprechleitung durch andere geerdete Leitungen genügt die Genauigkeit der Methode. Der Vergleich der Ergebnisse von

Messungen in England und Italien mit dem geologischen Bau bleibt auf die Gegenüberstellung von Erdwiderstand und petrogravischen Charakter der Gesteine am Untersuchungsort beschränkt. *L. Ameely.*

F. Ackerl und F. Hopfner. Niveausphäroid und Hauptträgheitsellipsoid der Erde. Gerlands Beitr. 46, 1—31, 1935, Nr. 1. Es wird die Aufgabe gelöst, eine Funktion U so zu bestimmen, daß die Differenz aus ihr und der Kräftefunktion der Fliehkraft eine harmonische Funktion ist, die in einem vom Erdschwerpunkt verschiedenen Punkt O einen Pol erster Ordnung besitzt und mit $\lim_{r \rightarrow \infty} 1/r$ verschwinde; auf dem Niveausphäroid $U = U_0$ soll die Ableitung

nach der äußeren Flächennormalen $-\partial U / \partial n$ die durch die Gleichung der theoretischen Schwerkraftbeschleunigung γ gegebenen Werte annehmen. Größen von der Ordnung des Quadrates der Abplattung werden dabei vernachlässigt. Die Lösung führt zu einer Verallgemeinerung der Sätze und Formeln von Clairaut für ihre Anwendung auf Schwerkraftwerte im Massenninneren. Es ergibt sich, daß der Erdschwerpunkt der Figurenmittelpunkt des Niveausphäroids $U = U_0$ ist; dieses hat eine von einem Rotationsellipsoid nur wenig verschiedene Fläche. Es werden die Abplattung des Niveausphäroids die Hauptträgheitsmomente der Erde, ihre Masse und der Potentialwert des Geoids zahlenmäßig berechnet. Das Geoid erscheint als unregelmäßige Figur, die, mit dem Niveausphäroid $U = U_0$ verglichen, im allgemeinen über den Kontinenten Senkungen und über den Meeren Hebungen aufweist. *F. Steinhauser.*

B. L. Gulatee. The boundary problems of potential theory and geodesy. Gerlands Beitr. 46, 91—98, 1935, Nr. 1. Der Verf. lehnt Hoffners Lösung des Problems, wonach das innere Potential ebenso wie das äußere durch eine Reihe von der Form $V = \Sigma y_n' / r^{n+1}$, wo y_n' Kugelfunktionen sind, dargestellt wird, wegen dabei eingeführter unerlaubter Vernachlässigungen als unrichtig ab.

F. Steinhauser.

Karl Mader. Berechnung der relativen Geoidhebung infolge der Massen von Tibet und Himalaja. Gerlands Beitr. 46, 130—141, 1935, Nr. 1/2. Die Geoidverformung infolge der sichtbaren Unregelmäßigkeiten allein zeigt die größte Hebung, nämlich 387,0 m, etwa 300 km nördlich vom Kamm des Himalaja. Bei Annahme einer isostatischen Kompensationsmasse von 90 km Dicke ist die größte Hebung des Geoids nur 40,7 m und liegt fast genau in der Kammlinie des Himalaja. Es wird gezeigt, daß auch für die isostatische Kompensationsmasse die Rechnung mit Flächenpotential innerhalb der möglichen Genauigkeit zum gleichen Resultat führt wie die Rechnung mit Raumpotential. *F. Steinhauser.*

H. C. Freiesleben und E. Lange. Gesetzmäßige Verfälschung von Zeitbestimmungen bei bestimmten Wetterlagen. Ann. d. Hydrogr. 64, 60—64, 1936, Nr. 2. Der Neubau der Deutschen Seewarte ist ziemlich nahe der Meridianlinie des Durchgangsinstrumentes aufgeführt worden. Es war zu prüfen, ob Rückstrahlungen von diesem Gebäude eine unregelmäßige Temperaturverteilung zur Folge haben werden, die zu gesetzmäßigen Fehlern der Zeitbestimmung Anlaß sein können. Die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durchgebildeten Quarzuhren ermöglichen es, die Zeitbestimmung der Deutschen Seewarte auf ihre Fehler hin zu untersuchen. Es zeigt sich, daß tatsächlich an warmen Sommerabenden Seitenrefraktionen durch den Neubau auftreten, die die am Durchgangsinstrument der Seewarte astronomisch bestimmten Uhrstände um einige Tausendstel der Zeitsekunde vergrößern. Der Einfluß des geheizten Gebäudes in sehr kalten Winternächten ist noch nicht untersucht. *H. Ebert.*

H. Spencer Jones. Note on the latitude variation observations at Greenwich in relation to the constant of aberration and the Kimura term. Month. Not. 96, 122—131, 1935, Nr. 2. Die Greenwicher Meßreihen von 1911 bis 1927 ergeben systematische Unterschiede zwischen den Abend- und Morgenbeobachtungen. Es wird gezeigt, daß das Material nur Glieder der Form $\sin(\odot - \alpha)$ abzuleiten gestattet. Dieses Glied verursacht eine Änderung der beobachteten Breite mit Zeichenwechsel um Mitternacht, es kann nicht als Aberrationseffekt gedeutet und zur Ermittlung des Korrektionsfaktors benutzt werden. Das Eintreten der Extremwerte dieses Gliedes im Laufe des Jahres stimmt mit den entsprechenden Zeiten des Windeffektes nach Kawasaki und des Kimura-Terms überein. Ferner ergibt die Verbindung dieses Gliedes mit dem Windeffekt Amplituden, die befriedigend mit der Größe des Kimura-Terms übereinstimmen.

Sättle.

Ross Gunn. The Forces Responsible for Continental Motions and Pacific Type Mountain Building. Phys. Rev. (2) 49, 192, 1936, Nr. 2. Bei isostatischem Aufbau der Erdkruste (Druckgleichheit im Ausgleichsniveau) ist in Massensäulen von gleicher Grundfläche unter dem Pazifik mehr Masse vorhanden als im amerikanischen Kontinent. Diese Massenverteilung ruft eine horizontale Schwerkraftkomponente hervor, deren Betrag ausreicht, den Kontinent westwärts zu ziehen. Beim Zusammenschub der Massen entstehen die Randgebirge.

K. Jung.

A. Michailov. Über die Anwendung der Formel von Stokes und die dabei zu gebrauchende Reduktion der Schwerkraft. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 207—231, Helsinki 1936. Es werden einige Massenordnungen angegeben, bei denen die Schwereanomalie und die Gestalt der Niveaulächen berechnet werden kann. An diesen Beispielen wird nachgewiesen, daß die Stokessche Formel mit ausreichender Genauigkeit die Beziehung zwischen Schwereanomalie und Niveauläche wiedergibt und daß es unzulässig ist, in die Stokessche Formel die nach Prey reduzierten Schwerewerte einzusetzen.

K. Jung.

S. Heller. Zur Frage vom Zusammenhang zwischen Schwerkraft und seismischer Tätigkeit. C. R. Moskau (N.S.) 4, 155—156, 1935, Nr. 3. Im Jahre 1906 wurden in Aschhabad und Tedschen Schwereanomalien von —62 und —27 mgal gemessen. Bei Neumessungen 1934 erhielt man —80 und —46 mgal. Die beiden Stationen liegen in einem Erdbebengebiet, das zuweilen auch stark erschüttert wird. Da sich auch in anderen Erdbebengebieten die Schwerkraft veränderlich gezeigt hat, dürfte ein Zusammenhang zwischen Massenverlagerungen und Erdbeben bestehen. Es wird vorgeschlagen, sofort mit planmäßig zu wiederholenden Schweremessungen in Erdbebengebieten zu beginnen. Die Ergebnisse können auch für Erdbebenvorhersagen wichtig werden.

K. Jung.

Hans Freytag. Über Photochemie und den Nachweis der sogenannten „Erdstrahlen“. Photogr. Korresp. 72, 3—7, 1936, Nr. 1. Verf. bespricht die Eigenschaft zahlreicher, zumeist organischer Substanzen, „strahlungsähnlich“ auf photographische Platten zu wirken („Russell“-Effekt; Photochemie) und weist speziell für verschiedene Holzarten nach, daß diese Plattenschwärzung nicht durch eine „Strahlung“, sondern durch chemische Einwirkungen („Duftwirkung“) bei Oxydationsvorgängen hervorgerufen wird. An Hand dieser und anderer in der Literatur bereits niedergelegter Versuche kann Verf. beweisen, daß der Versuch, die sog. „Erdstrahlen“ bzw. andere „neue“ Strahlungsarten mittels Holz oder Holzsubstanz enthaltenden Materials, das sich in Kontakt mit einer photographischen Platte befindet, nachweisen zu wollen, unzulässig ist. In gleicher Weise sind die

Versuche P. E. Doblers, der Erdstrahlen durch ihre Fähigkeit, Aluminiumschablonen auf der photographischen Platte abzubilden, nachweisen will, abzulehnen.

Israël-Köhler.

Chaim L. Pekeris. Thermal convection in the interior of the earth. Month. Not. geophys. Suppl. 3, 343—367, 1935, Nr. 8. Eine Abhandlung über die Auswirkung der thermischen Konvektionsströme, die in der Erdschale unter der Voraussetzung verschiedener zonaler Temperaturverteilungen hervorgerufen werden. Die eine der Verteilungen, die hier behandelt wird, rührt her von der Verschiedenheit der Temperatur unter einer Kontinentalkruste von 10 km Granit auf 20 km Basaltmaterial gegenüber einer suboceanischen von 25 km Basalt. Die kinematische Viskosität ν wurde zu $3 \cdot 10^{21}$ angenommen (nach der Berechnung von Haskell auf Grund der Hebung Fennoskandiens). Wenn g , ν , ρ und α , der Koeffizient der Volumenausdehnung, konstant sind, ergibt die Berechnung, daß die Geschwindigkeiten und Gradienten proportional der Amplitude der Temperaturstörung und zu $\alpha \cdot g/\nu$ sind, während die Kräfte von der Viskosität unabhängig sind. Die Bewegungen im Erdinneren ergeben sich in der Größenordnung von einigen Zentimetern im Jahr. Die auf die Kruste wirkenden Scherungskräfte sind von der Größenordnung 10^7 dyn/cm², während die Normalkraft noch etwa zehnmal größer ist. Der Atmosphärendruck wird hierdurch also erheblich übertroffen! An den Stellen über den wärmeren Regionen (den Kontinenten) wird die Kruste aufwärts und an den kälteren Ozeanzen abwärts gedrückt. Auch der Einfluß auf die Schwereverteilung wird ermittelt.

Schmerwitz.

Fritz v. Kerner. Die Bedeutung der zonalen Wärmeinversionen für die Eiszeitchronologie. Meteorol. ZS. 53, 68—71, 1936, Nr. 2. Es wird auf die großen Unterschiede der mit gleichen Strahlungsabnahmen (bei Breitenzunahme) verknüpften Temperaturabnahmen auf verschiedenen Meridianen hingewiesen, die an manchen Stellen noch in den Mittelwerten des Sommers und des Sommerhalbjahres negative Werte (zonale Temperaturinversionen) annehmen. Wegen der geographischen Bedingtheit dieser Erscheinungen und ihrer Änderungen ist die in der Eiszeitchronologie geübte zeitliche Parallelisierung von Breitenäquivalenten der Sommerhalbjahrstrahlung und Gletscherschwankungen nicht einwandfrei. Es lassen sich die durch Strahlungswechsel bedingten Temperaturschwankungen nicht allgemein beurteilen, und umgekehrt läßt sich aus Temperaturschwankungen nicht auf bestimmte Wechsel der Strahlung zurückschließen.

F. Steinhäuser.

F. J. W. Whipple and A. W. Lee. Notes on the theory of microseisms. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 287—297, 1935, Nr. 8. Die Verff. vertreten die Ansicht, daß die mikroseismische Bodenunruhe nicht von der Küstenbrandung, sondern von Stürmen verursacht ist, deren Zentren über dem Ozean liegen. Im Hinblick auf ähnliche Ausführungen von S. K. Banerji (Proc. Ind. Acad. I, 10, 727—753, 1935) wird die Theorie der mikroseismischen Unruhe einer Prüfung unterzogen. Die Gefahr einer Verwechslung wahrer mikroseismischer Bewegungen und anderer Störungen ist für einen geübten Beobachter gering. Noch unbekannte Vorgänge beeinflussen die Stärke der Bodenbewegung; denn bei gleicher Wetterlage über dem Atlantischen Ozean und gleichem Seegang ist die Stärke der Bodenunruhe auf den europäischen Stationen an verschiedenen Tagen übereinstimmend sehr verschieden. Das Verhältnis der horizontalen Komponente zur vertikalen hängt vom geologischen Aufbau des Stationsuntergrundes ab, nicht von der Entfernung von der Küste. Mit Berücksichtigung der Kompressibilität des Meerwassers kann eine mathematische Theorie für die Druckfortpflanzung von der bewegten Oberfläche zum Meeresboden entwickelt werden. Außer den bekannten

Oberflächenwellen des Meeres gibt es eine Welle, die sich mit Schallgeschwindigkeit oder etwas schneller durch das Wasser fortpflanzt. Der ständig wechselnde Einfluß des Windes auf die Wasseroberfläche ruft die vielgestaltige Erscheinungsform der Bodenunruhe hervor.

K. Jung.

E. F. Baxter and J. A. Archer. Note on the generation of forced oscillations on the sea-bed. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 298—302, 1935, Nr. 8. S. K. Banrji hat theoretisch untersucht, wie die Druckschwankungen der Meereswellen sich zum Meeresboden fortpflanzen und mikroseismische Bodenunruhe hervorrufen [Phil. Trans. Roy. Soc. (A) 229, 1930]. Infolge zu weitgehender Vernachlässigungen sind die Ergebnisse nicht in allen Einzelheiten zuverlässig. Die Berechnungen werden von den Verff. richtiggestellt. Laufende und stehende Wellen rufen Bodenbewegungen hervor, deren horizontale Komponente sich zur vertikalen wie 1 : 3 verhält. 350 Fuß lange Wasserwellen mit Perioden von 7 sec verursachen Bodenamplituden von $1,6 \cdot 10^{-2} \mu$ (horizontal) und $4,8 \cdot 10^{-2} \mu$ (vertikal).

K. Jung.

Harold Jeffreys. Some deep-focus earthquakes. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 310—343, 1935, Nr. 8. Bei fünf Beben mit tiefem Herd (östliches Mittelmeer 26. 6. 1926; Afghanistan 1. 2. 1929; Rumänien 1. 11. 1929; Ostsibirien 20. 2. 1931; West-Pazifik 29. 3. 1928) werden die Laufzeiten der Vorläufer eingehend untersucht. Die Epizentren werden neu bestimmt, die Herdtiefen berechnet (122 km; 170 km; 142 km; 318 km; 366 km). Aus den in Herdnähe reflektierten Vorläufern pP , sP und sS können die Dicken der beiden Schichten abgeschätzt werden, aus denen im wesentlichen die Erdkruste zusammengesetzt ist. Ihre Gesamtmächtigkeit beträgt etwa 45 km, die einzelnen Schichtdicken verhalten sich wahrscheinlich wie 1 (oben) zu 2 (unten). Über Theorie und Ausführung der Berechnungen werden eingehende Angaben gemacht, genaue Aufstellungen der Beobachtungsdaten und der zwischen Beobachtung und Rechnung verbleibenden Unterschiede sind beigefügt.

K. Jung.

B. Gutenberg and C. F. Richter. Magnitude and energy of earthquakes. Science (N. S.) 83, 183—185, 1936, Nr. 2147. Für Erdbeben mit oberflächennahem Herd, bei denen die freigewordene Energie aus der Ausbreitung der Oberflächenwellen berechnet werden kann, wurde eine neue Stärkeskala aufgestellt. Die Erdbebenstärke wird definiert als der Logarithmus der Amplitude in 100 km Herdentfernung, bezogen auf die Amplitude solcher Beben, die gerade noch in den Aufzeichnungen erkannt werden können. Die Stärke der schwächsten gefühlten Beben ist dann etwa $1\frac{1}{2}$, und es können Stärken von mehr als 7 erreicht werden. Die freigewordene Energie beträgt bei Stärke 0 etwa 10^8 erg, bei Stärke $8\frac{1}{2}$ etwa 10^{25} erg. In den Jahren 1904 bis 1935 traten 49 Beben auf, deren Stärke nach der neuen Skale mehr als $7\frac{1}{2}$ betrug. Vier Beben hatten Stärke $8\frac{1}{2}$ [Ecuador und Kolumbien 31. 1. 1906, Turkestan 3. 1. 1911, Kansu (China) 16. 12. 1920, Atacama (Chile) 11. 11. 1922]; sechs Beben hatten Stärke $8\frac{3}{4}$ (San Franzisko 18. 4. 1906, Valparaiso 17. 8. 1906, Tongagebiet 26. 6. 1917, Ozean bei Kamtschatka 3. 2. 1923, Ozean nahe Japan. Ostküste 2. 3. 1933, Indien 15. 1. 1934). Das zerstörende Beben von Tokio (1. 9. 1923) war etwas schwächer, das Beben von Quetta (Belutschistan 30. 5. 1935) hatte etwa die Stärke $7\frac{1}{4}$, das Messina-Beben 1908 die Stärke 7. Sehr häufig sind die schwachen Beben: nach den Aufzeichnungen von 1926 dürften jährlich etwa 10 000 bis 100 000 Beben der Stärke 3 (10^{14} erg) vorkommen.

K. Jung.

A. Öpik. Eine mögliche geologische Deutung der magnetischen Anomalien Estlands. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Talinin u. Tartu 1935, S. 287—288, Helsinki 1936.

K. Jung.

A. M. Skellett. On the Correlation of Radio Transmission with Solar Phenomena. Bell Syst. Techn. Journ. 15, 157—161, 1936, Nr. 1. Vgl. diese Ber. S. 482.

J. P. Schafer and W. M. Goodall. Eclipse Effects in the Ionosphere. Bell. Syst. Techn. Journ. 15, 162—166, 1936, Nr. 1. Vgl. diese Ber. S. 482.

R. H. Card. Earth Resistivity and Geological Structure. Bell Syst. Tech. Journ. 15, 167—171, 1936, Nr. 1. Vgl. diese Ber. S. 484. *Scheel.*

Charles Poisson. Sur l'étude des anomalies magnétiques à Tananarive. C. R. 202, 266—268, 1936, Nr. 4. Eine kurze Ausführung über praktische Anordnung magnetischer Vermessungen in Gebieten starker Störungen. Experimentelles Material soll später veröffentlicht werden. *Schmerwitz.*

J. M. Stagg. Aspects of the Current System Producing Magnetic Disturbance. Proc. Roy. Soc. London (A) 152, 277—298, 1935, Nr. 876. Die drei Komponenten des Störungsvektors des erdmagnetischen Feldes werden in bezug auf die an ruhigen Tagen gemessenen Werte untersucht. Für sieben Observatorien werden die Charakteristiken der Größe und Richtung des Störungsvektors zusammengestellt. Es wird gezeigt, daß das Stromsystem, welches das reguläre tägliche Störungsfeld in mäßig hohen Breiten verursacht, in einer engen Zone konzentriert ist. Sie umgibt den Pol in etwa 23° Entfernung in unsymmetrischer Form. Die Richtung dieses Stromes ist Ost—West jeweils örtlich am frühen Morgen und in der entgegengesetzten Richtung mit einem Maximum um 18 Uhr. Ein systematischer täglicher Wechsel der Raumverteilung und des Azimuts der Stromlinien begleitet den Wechsel der Stromrichtung. Die Störungsvektoren deuten darauf hin, daß die Stromzone im Winter nördlicher als im Sommer liegt. Jedoch wird die jahreszeitliche und die tägliche Verlagerung eher einer geänderten Verteilung in der vertikalen Richtung der Stromlinien als einer horizontalen Bewegung des Gesamtsystems zugeschrieben. *Schmerwitz.*

Sabba S. Stefanescu. Sur les déformations d'un champ électromagnétique inductif provoquées par un sous-sol à stratification horizontale. Bull. Soc. Roum. Phys. 36, 169—179, 1934, Nr. 63/64. Es wird das elektromagnetische Feld über einem Erdboden, an dessen Oberfläche ein geradliniger Strom induziert ist, berechnet. Der Erdboden wird einmal zusammengesetzt gedacht aus mehreren homogenen isotropen Schichten, ein anderes Mal spezieller aus mehreren gut leitenden Schichten, die in ein nichtleitendes Medium eingebettet sind. *Landshoff.*

A. Dauvillier. Etude du champ électrique terrestre, de l'ionisation atmosphérique et du courant vertical au Scoresby Sund, pendant l'Année polaire. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 40—48, 1936, Nr. 1. Fortsetzung. (Vgl. diese Ber. S. 478.) Sie behandelt die Leitfähigkeitsmessungen und den Vertikalstrom. Die Anordnung und die der Polarregion entsprechende Behandlung der Apparatur wird ausführlich geschildert. Es wurde die mit einem Bifilarelektrometer verbundene Meßanordnung nach Gerdien benutzt. Mit dieser wurde zweimal am Tage gemessen. Die Leitfähigkeit für positive und negative Ionen ist für die Zeit vom 26. November 1932 bis 12. August 1933 in Kurven wiedergegeben und wird ausführlich besprochen. Vom Januar 1933 ab wurden außerdem noch in Folgen von 24 Stunden nach dem Vorbild von Kolhörster Registrierungen durchgeführt. Wie einige Abbildungen zeigen, traten hierbei im Verlauf eines Tages bisweilen plötzliche Änderungen auf, für die eine erkennbare meteorologische Begleiterscheinung nicht beobachtet werden konnte. Die Dichte der kleinen Ionen und ihre Beweglichkeit wurde ebenfalls

gemessen. Für den Vertikalstrom ergab sich ein Mittelwert von $1,7 \cdot 10^{-10}$ Amp./cm². Zur Erklärung dieses Stromes werden einige Überlegungen und Rechnungen angestellt. Diese zeigen unter anderem, daß ein Zusammenhang mit Blitzentladungen nicht bestehen kann. *Schmerwitz.*

G. R. Wait. Ionization Balance of the Atmosphere Near the Earth's Surface. Phys. Rev. (2) 47, 810—811, 1935, Nr. 10. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. prüft an einer einjährigen Meßreihe von Ionenzahl und Ionisierungsstärke in Washington die dortige atmosphärische Ionisierungsbilanz. Dabei findet er, daß für das „Verschwinden“ der Kleinionen in Washington nicht, wie zu erwarten, die Langevin-Ionen, sondern die (in Washington anscheinend besonders vorherrschenden?) Mittelionen einer Beweglichkeit von ungefähr 0,07 cm²/Volt · sec in erster Linie verantwortlich zu machen sind. [Vgl. hierzu das Referat über G. R. Wait; Phys. Rev. (2) 48, 383, 1935.] *H. Israel-Köhler.*

Ken-ichi Maeda. Ionospheric measurement at Losap Island during the solar eclipse of February 14, 1934. S.-A. Rep. Radio Res. Japan 4, 89—103, 1934, Nr. 2. Es werden Meßergebnisse von scheinbaren Ionosphärenhöhen diskutiert, die mittels der Impulsmethode in Losap-Inseln, einer der Ostkarolinen-Inseln während der Sonnenfinsternis vom 14. Februar 1934 erhalten wurden. Danach muß die Ultraviolettstrahlung der Sonne der Hauptfaktor der atmosphärischen Ionisation sein. Der Effekt der neutralen Korpuskel von der Sonne wurde schwach beobachtet. Er endet eher an der *F*-Schicht als an der *E*-Schicht. Der Einfluß der neutralen Korpuskel ist also ziemlich gering, im einzelnen jedoch unbekannt. Die Meßergebnisse der Elektronendichten in der Ionosphäre und der Geräuschspiegel in der Gegend von Losap-Inseln werden dabei berücksichtigt. In einer Tabelle werden die wichtigsten Ergebnisse der Ionosphärenmessungen in Nordamerika und Europa während der Sonnenfinsternis vom 31. August 1932 zusammengestellt. *Winckel.*

Léon Mercier. La rayonnement de la lune. Son influence sur la propagation des ondes hertziennes. Ann. Guébbard-Séverine 11, 1—10, 1935, Nr. 1. Es scheint denkbar, daß unser Mond, der keine Gassphäre besitzt, der Ort einer Transformation der Sonnenstrahlung ist. Der zerstörende Einfluß der Mondstrahlung wurde festgestellt an Marmorblöcken, an pflanzlichen und tierischen Geweben, an natürlicher und künstlicher Seide, Wolle usw. Die Abdeckung durch eine Glasplatte konnte den Effekt nicht verhindern, der größer ist als derjenige der direkten Sonnenstrahlung. Noch deutlicher zeigt dies die Bakterienbestrahlung mit Mondlicht. Die besondere indirekte Strahlung verursacht eine Störung der Radiowellen und beeinflußt die Ionisation der Luft. Aus Messungen der totalen Mondfinsternis am 13. Januar 1935 und 16. Juli 1935 geht hervor, daß der Effekt der Mondstrahlung die ionosphärische Reflexionsschicht herabsetzt, das „Fading“ schwächer und weniger häufig macht, ein Beweis, daß in der Nacht das Mondlicht die Tagesverhältnisse der Wellenausbreitung wiedergibt. Dies wird durch die Messungen der Kurzwellenstation F3AP (Schloesser) in Colmar bestätigt. — Diese Ausführungen dienen als Beweis für den zweistufigen Einfluß der Sonne durch elektronische Strahlung sehr kurzer Wellen und durch Ultraviolettstrahlung. *Winckel.*

Hans Zickendraht. L'étude de l'ionosphère au moyen d'ondes électromagnétiques. Ann. Guébbard-Séverine 11, 35—47, 1935, Nr. 1. Die elektrische Leitfähigkeit, die unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre entsteht, kann derjenigen von Seewasser verglichen werden. Wenn ein

Wellenzug senkrecht zur Erde ausgesandt wird, und die Wellenlänge über einem bestimmten kritischen Wert liegt, findet eine Reflexion von der Ionosphäre statt, und zwar bei der Schicht, bei der der Brechungsindex für die Welle gleich Null ist. Für kleinere Wellen geht die Strahlung durch die Schicht, wird dann an einer zweiten Schicht reflektiert oder geht in den Raum. Die stärkste Ionisation findet in den untersten Schichten (bis zu 50 km herunter) statt. Von dort würden die Wellenlängen des Rundfunkbereichs reflektiert, wenn die Absorption nicht zu groß wäre. Nachts ist die Ionisation kleiner, also auch die Absorption, demgemäß wird die Reichweite der Rundfunkwellen größer. Das magnetische Erdfeld vermag die Elektronenbewegung, die sich in geraden Linien synchron mit dem Feld einer elektromagnetischen Welle vollzieht, in Kreis- oder Ellipsenbewegungen zu ändern. Die Frequenz dieser Rotation (Larmor-Frequenz) ist vom Magnetfeld abhängig. Daraus lassen sich Erscheinungen der Kurzwellenausbreitung erklären. *Winckel.*

F. W. G. White and L. W. Brown. Some Measurements of the Reflexion Coefficient of the Ionosphere for Wireless Waves. Proc. Roy. Soc. London (A) 153, 639—660, 1936, Nr. 880. Nach der Methode von Breit und Tuve wird der Reflexionskoeffizient der Ionosphäre gemessen. Das Sender-Empfänger-System wird so geeicht, daß der Reflexionskoeffizient für Frequenzen im Bereich 2,80 bis 6,80 Megahertz bestimmt werden kann. Meßbeispiele aus Nächten während der Periode November 1934 bis Mai 1935 zeigen die Änderung des Reflexionskoeffizienten mit der Frequenz. Danach ist die totale Absorption, die die Wellen erfahren, sehr stark von dem kritischen Phänomen beim Übergang der Reflexion von einer zur anderen Schicht abhängig. Der Einfluß der absorbierenden Schichten kann aus den Meßergebnissen geschätzt werden. Schätzungen, die auf Appletons theoretischer Formel basieren, über die Kollisionsfrequenz der Elektronen mit den Gasmolekülen in der F_2 -Schicht werden durchgeführt. Sie ergeben für die Kollisionsfrequenz eine Größenordnung von $5 \cdot 10^9$ /sec in einer Höhe von annähernd 250 km über der Erdoberfläche. Wie sich diese Größe mit der Höhe ändert, wird angegeben. *Winckel.*

K. Stoye. Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge. Elektr. Nachr.-Techn. 13, 17—20, 1936, Nr. 1. Auf Grund einer Zusammenstellung von Kurzwellenbeobachtungen aus den Jahren 1928 bis 1935 kommt Verf. zur Abänderung eines Satzes von Pendl wie folgt: „Zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums ist eine schwächere Strahlenkrümmung und eine vergrößerte tote Zone vorhanden, und umgekehrt zur Zeit des Minimums.“ Dies gilt auch für Wellen unter 8 m. Beobachtete Periodizitäten auf der 10 m-Welle von 28 und 29 Tagen führten zum Versuch einer Erklärung durch solare Vorgänge. Danach müssen bestimmte Emissionsgebiete der Sonne, die sich nicht in den Elementen des Erdmagnetismus zeigen, sondern nur durch ihre Einwirkung auf die Ionosphäre und somit durch elektromagnetische Wellen erkannt werden, in allen Fällen funken-telegraphischen Erscheinungen zugeordnet werden. Das Grenzwellengebiet ist berufen, in die Reihe der Forschungsmittel auf dem Gebiet der Geophysik und Astrophysik eingereiht zu werden. Eine Zusammenarbeit zwischen Höhenstrahlungs-, Grenzwellen- und Echoforschung ist anzustreben. *Winckel.*

F. T. Farmer. An apparatus for recording average amplitudes of wireless echoes. Proc. Cambridge Phil. Soc. 31, 295—302, 1935, Nr. 2. Es wird eine Apparat beschrieben, die automatisch die Amplitude eines Echos über eine Zeit integriert, welche lang gegen die Periode des Echos ist. Am Ende der Periode wird der integrierte Wert durch ein registrierendes Galvanometer aufgezeichnet. Dieser Vorgang wiederholt sich, so daß die endgültige Galvanometeraufzeichnung den mittleren Wert der Intensität über aufeinanderfolgende gleiche

Zeitperioden wiedergibt. Durch ein zweifach schreibendes Galvanometer werden die mittleren Amplituden zwei verschiedener Echos (der *E*- und *F*-Schicht, ordentlicher und außerordentlicher Strahl) während der Integrationsperiode aufgezeichnet. Schaltung: Ein Impulssender arbeitet in Verbindung mit einem Kathoden-Oszillograph und synchronisierter Zeitskala am Empfänger. Dieser enthält einen Zwischenfrequenzverstärker mit Diode und Niederfrequenzverstärker als Steuerorgan für den Aufzeichnungsantrieb und den Oszillographen. Das Aufzeichnungsgerät besteht aus einem „Echo-Selektionskreis“ und einem „Integrationskreis“. Die erzielten Ergebnisse werden in einer anderen Arbeit mitgeteilt, so daß hier nur ausgewählte Beispiele von Aufzeichnungen wiedergegeben werden. *Winckel.*

H. W. Newton. An Active Group of Sunspots and Unusual Conditions in the Ionosphere. *Nature* **137**, 363, 1936, Nr. 3461. Bezugnehmend auf die Beobachtungen des Royal Observatoriums Greenwich über eine aktive Gruppe von Sonnenflecken am 14. Februar 1936 (vgl. *Nature* S. 311) wird mitgeteilt, daß der Direktor der Radio Research Station des National Physical Laboratories am selben Tage eine ausgeprägte Verminderung der Ionosphärenreflexion über einen weiten Bereich während eines Zeitraums von 20 min um 15.30 Uhr herum festgestellt hat. Zu dieser Zeit zeigten die Greenwicher magnetischen Registrierungen eine Unstetigkeit, wenn auch gering. Am 16. Februar, 11 Uhr, jedoch begann eine Störung, die durch schnelle Bewegungen in der horizontalen Feldkomponente gekennzeichnet war. Die solaren Ausbrüche werden neuerdings durch das Spektrohelioskop von Dr. G. E. Hale beobachtet. *Winckel.*

Harlan T. Stetson. Note on the present sun-spot cycle. *Science* (N.S.) **83**, 205, 1936, Nr. 2148. Aus den Intervallen zwischen Minima bzw. Maxima und zwischen Minimum und Maximum der neun vollständigen Zyklen des letzten Jahrhunderts wird das nächste Maximum am Anfang von 1938 als solches mit scharfer Spitze zu erwarten sein. Der geringe Zeitunterschied zwischen dem letzten Maximum und Minimum von 5 Jahren trat einmal auf gegen dreimaligen Abstand von 8 Jahren. Dem kürzesten Unterschied folgte ein langer Abstand zwischen Minimum und Maximum, dies und der rasche Anstieg 1935 spricht für obigen Zeitpunkt des nächsten Maximums. Für die nächsten 2 Jahre sind demnach starke magnetische Störungen und Störungen beim Empfang entfernter Radiostationen zu erwarten. Das Institute of geographical exploration der Harvard Universität wird an drei Stationen Feldstärkeaufzeichnungen ausführen. *Sättele.*

R. H. Healey. The Influence of the Radiation Field from an Electrical Storm on the Ionization Density of the Ionosphere. *Phil. Mag.* (7) **21**, 187—198, 1936, Nr. 138. Die Übertragung der Rechnungen von Bailey und Martyn über die Bedeutung elektrischer Wellen für die Leitfähigkeit der Ionosphäre auf stark gedämpfte Wellen, wie sie von Blitzentladungen ausgehen, zeigt, daß selbst bei einer Blitzfolge von mehreren Sekunden Dauer das Strahlungsfeld zu schwach ist, um die verschiedentlich beobachtete Leitfähigkeitszunahme während troposphärischer Gewitter quantitativ zu erklären. Nach Ausmerzung eines Rechenfehlers führen die Schätzungen von Bailey und Martyn selbst zum gleichen Ergebnis, was Bailey in einem Nachwort bestätigt. *Erwin Miehlnickel.*

P. Syam. The D layer. *Indian Journ. of Phys.* **10**, 13—21, 1936, Nr. 1. Der Verf. bespricht die Erscheinungen, die auf das Vorhandensein einer absorbierenden Schicht unterhalb der *E*-Zone in etwa 55 km Höhe schließen lassen. Einen direkten Beweis bilden Echos aus solch niedrigen Höhen. Ferner ist es tagsüber nicht möglich, Echos von Wellen unterhalb einer bestimmten Wellenlänge zu erhalten. Das ist nur erklärbar, wenn man Absorption durch eine von der *E*-Zone getrennte

und unterhalb von ihr liegende ionisierte Schicht annimmt. — Mit Annäherung an den Sonnenuntergang nimmt die Höhe der *E*-Schicht scheinbar ab. Auch diese Erscheinung läßt sich mit Hilfe der unterhalb der *E*-Schicht liegenden *D*-Schicht erklären, wenn man annimmt, daß letztere mit Annäherung an Sonnenuntergang verschwindet. *Blechschmidt.*

G. Aliverti. A proposito del metodo Aliverti per misure di radioattività atmosferica. Gerlands Beitr. z. Geophys. **46**, 223—226, 1935, Nr.1/2. Die Verf. hatte festgestellt, daß die mit ihrer Spitzenmethode bestimmte Radioaktivität der Luft bei Berücksichtigung der Anlagerung radioaktiver Partikel an der Wand des Kollektors einer Korrektur durch einen Multiplikationsfaktor von 1,10 bei Gleichstrombetrieb und 1,17 bei Wechselstrombetrieb bedarf. Nach Messungen von Illing und Macek sollen diese Faktoren 1,057 bzw. 1,99 betragen. Diese Unterschiede werden aus Eigentümlichkeiten der Meßmethode bzw. der Apparatur erklärt. *F. Steinhauser.*

Volker Fritsch. Mitteilung über die Versuche bei Ostrov u Macochy. (Prüfung der funkgeologischen Ergebnisse durch Schürfungen.) Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **46**, 186—187, 1935, Nr. 6. Im Verfolg der Arbeiten, neben funkbologischen Untersuchungen, die die funkphysikalische Arbeitshypothese für das Wünschelrutenproblem lösen sollten, die Kapazitätsmethode praktisch anzuwenden, konnten jetzt die funkgeologischen Ergebnisse durch die inzwischen eingeleiteten Schürfarbeiten nachgeprüft werden. Danach ergibt sich, daß der Fochdom in östlicher Richtung eine Fortsetzung findet, die mit Lehm gefüllt ist, ferner in weiterer Entfernung an den gemuteten Stellen auch freie Höhlen liegen. *Winckel.*

Carl Størmer. Remarkable aurora-forms from southern Northway. I. Feeble homogeneous arcs of great altitude. Geofys. Publ. **11**, Nr. 5, 19 S., 1935. Mitteilung über Nordlichterscheinungen aus Südnorwegen. Photographische Nordlichtbeobachtungen von 1930—1933 werden ausgewertet. *Brüche.*

Georges Déjardin. The Light of the Night Sky. Rev. Modern Phys. **8**, 1—21, 1936, Nr.1. In dem zusammenfassenden Bericht über das Leuchten des Nachthimmels beschreibt der Verf. zuerst die photometrischen Methoden zur Bestimmung der Intensität des Nachthimmelleuchtens. Bei gleichmäßiger Verteilung der Helligkeit über den ganzen Himmel beträgt nach diesen Messungen die Helligkeit des Nachthimmelleuchtens etwa $3 \cdot 10^{-4}$ Lux. Das Nachthimmelleuchten ist teilweise polarisiert, die Polarisationssebene geht durch die Sonne. Weiter enthält der Bericht einige Aufnahmen des Spektrums des Nachthimmelleuchtens, darunter Aufnahmen der bekannten verbotenen Sauerstofflinien 5577 und 6303 bis 6360 Å sowie Vergleichsaufnahmen des Nordlichts. Die im Wellenlängenbereich 8000 bis 3000 Å beobachteten Linien und Banden sind zusammengestellt und teilweise durch Wiedergabe von photographischen Spektralaufnahmen ergänzt. Die periodischen Änderungen der Intensität des Nachthimmelleuchtens werden besprochen. Die kontinuierlichen und selektiven Emissionsspektren werden durch Streueffekte in der Atmosphäre und durch Anregung infolge von in das Erdfeld eindringenden Elektronen erklärt. In einem letzten Abschnitt wird auf die verschiedenen Versuche zur Darstellung des Nachthimmelleuchtens im Laboratorium, insbesondere auf die Kaplanschen Versuche mit Stickstoffentladungen hingewiesen. *Frerichs.*

Jean Dufay. Le spectre continu du ciel nocturne et la diffusion de la lumière dans l'espace. C. R. **201**, 1323—1325, 1935, Nr. 26. Über

das Banden- und Linienpektrum des Nachthimmels überlagert sich ein Kontinuum mit Fraunhoferschen Linien. Im Gebiet der visuellen Messungen überwiegt die grüne Nachthimmellinie 5577 Å, im Gebiet der photographischen Messungen 3800 bis 5800 Å ist die Intensität der Nachthimmelbanden nur ungefähr ein Drittel der Intensität des Kontinuums. Der Verf. bringt einige rechnerische Beziehungen über die Intensitäts- und Polarisationsverhältnisse in dem Kontinuum. *Frerichs.*

Arthur H. Compton. Recent Developments in Cosmic Rays. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 7, 71—81, 1936, Nr. 2. *Dede.*

B. Gross. Zur Analyse der Ultrastrahlung. Phys. ZS. 37, 12—18, 1936, Nr. 1. Es sind vielfach Versuche zur Analyse der Absorptionskurve der Höhenstrahlung unter der Voraussetzung einer Wellenstrahlung gemacht worden. Nachdem durch das neuere Beobachtungsmaterial die korpuskulare Natur der primären Strahlung zur Gewißheit geworden, ist es von Interesse, die Absorptionseffekte unter diesem neuen Gesichtspunkt zu deuten. Die Analyse wird unter allgemein gehaltenen Voraussetzungen durchgeführt. Der Energieverlust der primären Korpuskeln erfolge teils durch direkte Ionisation, teils durch die der primären Energie proportionale Bildung von Sekundären. Die Sekundärstrahlen können entweder eine Art von δ -Strahlen oder als Elektronenzwillinge angesehen werden. Auf diese Weise läßt sich der dem Exponentialgesetz sehr ähnliche Verlauf der Absorption deuten; unter der zusätzlichen Voraussetzung, daß die Erzeugung der Sekundären proportional der Ordnungszahl des durchsetzten Mediums erfolgt, ergibt sich eine qualitativ richtige Deutung der Übergangseffekte. Diese zunächst für eine homogene Primärstrahlung gewonnenen Ergebnisse werden für inhomogene erweitert und in diesem allgemeineren Fall der Zusammenhang zwischen Primärenergie und Ionisation durch eine Differentialgleichung erfaßt. *Jánossy.*

B. Gross. Beitrag zur Analyse der Höhenstrahlen. Ann. Acad. brasil. Sci. 7, 287—300, 1935. Aus der Absorptionskurve der Höhenstrahlen wird die Energieverteilung dieser Strahlen abgeleitet unter der Annahme eines in der Arbeit näher beschriebenen hypothetischen Ausdrucks für den Energieverlust eines Teilchens und für die Bildung einer Sekundärstrahlung. **G. Schmidt.*

G. Bernardini und D. Bocciarelli. Über die Absorption der durchdringenden Korpuskularstrahlung unter verschiedenem Zenit. Ric. sci. Progresse tecn. Econ. naz. 6 [1], 33—39, 1935. Drei Geiger-Müller-Zählrohre wurden in einer Ebene angeordnet, deren Drehpunkt unter dem mittleren Zählrohr lag. Die Drehachse lag in dem magnetischen Meridian. Pb-Schirme von 3 und 10 cm Dicke wurden zwischen das mittlere Zählrohr und eines der äußeren gebracht. 30 cm-Pb-Schirme wurden durch zwei symmetrische 15 cm-Schirme erhalten. Verff. erhalten für jede Inklination eine Überlagerung einer weichen Strahlung von etwa 10 cm Hg Durchdringungsvermögen und einer sehr harten. Die Winkelverteilung beider Komponenten ist ähnlich. **Schnurmann.*

Bruno Rossi und Raffaello Boldrini. Ionisationsmessungen an Schwärmen, die erzeugt werden von kosmischer Strahlung in Blei. Ric. sci. Progresso tecn. Econ. naz. 6 [2], 327—338, 1935. Es wird eine Versuchsanordnung angegeben, mit der es möglich ist, die von der kosmischen Strahlung sekundär erzeugten Hoffmann-Stöße und die gleichzeitig auftretenden Schwärme getrennt zu bestimmen. Mit dieser Apparatur messen die Verff. die Ionisation, die von Schwärmen hervorgerufen wird, die ihrerseits durch die kosmische Strahlung aus Blei erzeugt werden. **Gottfried.*

Lawrence M. Langer and R. T. Cox. A Directionally Selective Ion-Counter. *Rev. Scient. Instr. (N. S.)* 7, 31—33, 1936, Nr. 1. Unter Verwendung des Prinzips des Proportionalzählers nach Geiger und Klemperer (*ZS. f. Phys.* 49, 753, 1928) wird ein Zähler beschrieben, dessen Elektroden zwei parallele Drähte bilden. Die Amplitude der Zählstöße erreicht ein Maximum, wenn ionisierende Strahlen parallel zu den Elektroden laufen und nimmt ab mit wachsendem Neigungswinkel der Strahlen zu den Drähten. Versuche mit α -Strahlen werden angeführt. *Kolhörster.*

Louis Leprince-Ringuet. Sur le signe et la nature des particules ultrapénétrantes du rayonnement cosmique. *C. R.* 201, 1184 1187, 1935, Nr. 24. Mit einer automatisch arbeitenden Nebelkammer werden Höhenstrahlenspuren in einem Magnetfeld von 13 000 Gauß photographiert. Wegen der großen Ausdehnung der Kammer und des Feldes können Energien bis zu $9 \cdot 10^8$ Volt gemessen werden. (Kammerdimensionen: Höhe = 55 cm, Breite = 15 cm, Kraftlinien horizontal.) Die Auslösung erfolgt mit einer unterhalb der Kammer angebrachten Dreifachkoinzidenzanordnung mit 7 cm Pb-Zwischenfilter, so daß nur energiereiche Strahlen die Kammer auszulösen vermögen. Die etwa 60 Aufnahmen ergeben eine Mindestenergie von $7 \cdot 10^8$ e-V, unter den Strahlen mit meßbarer Krümmung scheinen die positiven zu überwiegen, ein großer Teil der Spuren ist nicht merklich gekrümmt. Die beobachteten Spuren sind ähnlich den von Elektronen, d. h. sie zeigen keine Verzweigungen oder Schauer. *Jánossy.*

Louis Leprince-Ringuet. Etude de la partie ultrapénétrante du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électroaimant de Bellevue. *Journ. de phys. et le Radium (7)* 7, 143 S—144 S, 1936, Nr. 1. [*Bull. Soc. Franç. de Phys.* Nr. 380.] Siehe vorstehendes Ref. *Kolhörster.*

R. H. Woodward and J. C. Street. The Absorption of Cosmic-Ray Electrons at 10,600 Ft. and at Sea Level. *Phys. Rev. (2)* 49, 198, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zählrohrmessungen der Absorption von Höhenstrahlen in Echo Lake, Colorado (3200 m ü. M., 525 mm Hg) sowie gleichartige frühere in Cambridge (0 m ü. M., 160 mm Hg) von Street, Woodward und Stevenson, die sich nur durch die um 36,3 cm Bleiäquivalent verschiedene überlagernde Atmosphäre unterscheiden, ergeben:

Bleiabsorber in cm	In Echo Lake 525 mm Hg	In Cambridge 760 mm Hg	
0	0,540 Stöße/Min.	0,289	
15,2	0,284	0,209	
91,5	0,132	0,107	<i>Kolhörster.</i>

Richard L. Doan. Effect of Rainfall on Ionization Registered by Recording Cosmic Meter with Top Shield Removed. *Phys. Rev. (2)* 49, 198, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es werden die seit langem bekannten Einwirkungen von Niederschlägen bei Beobachtungen der Höhenstrahlen in Halbpanzern kurz beschrieben und als Radiumwirkung gedeutet. *Kolhörster.*

Carl D. Anderson, R. A. Millikan and Seth H. Neddermeyer. High Altitude Measurements on the Energies of Cosmic-Ray Tracks. *Phys. Rev. (2)* 49, 204, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Aus einer Statistik von 10 000 koinzidenzgesteuerten Nebelkammeraufnahmen auf dem Pike's Peak (4000 m ü. M.) ergibt sich: Der überwiegende Teil der Spuren ist den in Seehöhe beobachteten ähnlich. Etwa 99 % sind schwach ionisierende Spuren positiver und negativer Elektronen. Schauer sind häufiger und im Mittel größer als in Seehöhe.

Die wenigen stark ionisierenden positiven Spuren sind im allgemeinen als durch Kerntreffer erzeugte Protonen zu deuten. *Kolhörster.*

C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. The measurement of cosmic ray showers by means of Geiger-Müller counters. Journ. Franklin Inst. **221**, 59—64, 1936, Nr. 1. Die geometrische Wahrscheinlichkeit, daß ein Schauer bestimmter Multiplizität eine Gruppe von Zählrohren zum gleichzeitigen Ansprechen bringt, wird berechnet und auf Schwächungsmessungen an den Schauerstrahlen angewandt. *Erwin Miehlnickel.*

George A. Linhart. Penetration of solar and cosmic rays into fresh water lakes. Journ. phys. chem. **40**, 113—119, 1936, Nr. 1. Die Abnahme der Temperatur, der eingestrahnten Wärme und der Höhenstrahlungsintensität mit wachsender Wassertiefe wird älteren Arbeiten (Millikan und Cameron, Phys. Rev. **37**, 235, 1931) entnommen und mit guter Näherung in der allgemeinen Form

$$y = y_{\infty} k \cdot e^{K \cdot \log x} / (1 + k \cdot e^{K \cdot \log x})$$

dargestellt (K, k Const). Die Übereinstimmung der drei Tiefenkurven soll nicht zufällig sein. *Erwin Miehlnickel.*

H. Hamshaw Thomas. Cosmic Rays and the Origin of Species. Nature **137**, 51—53, 97—98, 1936, Nr. 3454 u. 3455. Nach kurzem Überblick über die mit verschiedenen Strahlengattungen erzielten Mutationen werden die bisherigen Versuche an Höhenstrahlung kritischer Nachprüfung unterzogen. Ihr negativer bzw. unbestimmter Ausfall findet Erklärung durch die geringe Wahrscheinlichkeit eines Chromosomentreffers. Besseren Erfolg versprechen im Hinblick auf die Breiten- und Höhenverteilung der Gesamtstrahlung und im besonderen der Schauer Pflanzenexperimente in niederen Breiten und größeren Höhen. Andeutungen eines positiven Effektes sieht Verf. in dem stetigen Absinken der Höhengrenze der Pflanzenbedeckung mit wachsender Breite und der anscheinend ebenfalls breitenabhängigen Variabilität gewisser Pflanzen. *Erwin Miehlnickel.*

W. E. Danforth and W. F. G. Swann. Deflection of Cosmic-Ray Secondaries by Magnetized Iron. Phys. Rev. (2) **49**, 198, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Auf Grund vermehrter experimenteller Daten über die Ablenkung von Höhenstrahlen in magnetisierten Eisenkernen scheint der Wert für den wirksamen magnetischen Vektor etwa zwischen der Induktion B und $B/3$ zu liegen. Dies Ergebnis bietet keine logischen Schwierigkeiten, wenn man annimmt, daß die Ablenkungen einer Anzahl Elektronen derselben Energie eine statistische Verteilung haben. *Kolhörster.*

L. A. Van Wijk and H. Zanstra. Magnetic deflection of cosmic rays in the equatorial plane. Physica **3**, 75—84, 1936, Nr. 2. Die Schwankung der Vertikalintensität der Höhenstrahlung am geomagnetischen Äquator, die bei einer ungleichmäßigen Verteilung der Strahlungsquellen im Weltenraum zu erwarten wäre, wird unter Berücksichtigung der Ablenkung der Teilchen im Erdmagnetfeld bestimmt. Es ergibt sich, daß die beobachtete Schwankung um Größenordnungen zu klein ist, um die Annahme, ein großer Teil der Strahlung käme von der Milchstraße, zu rechtfertigen. *Jánoszy.*

Hans Pettersson. Transparency of Sea-Water. Nature **137**, 68, 1936, Nr. 3454. Zur Messung der Durchsichtigkeit von Seewasser wird eine Lichtquelle unter Wasser entzündet; die horizontalen Lichtstrahlen werden durch einen Spiegel vertikal geleitet und nach Durchgang durch eine bestimmte Strecke von einer

Photozelle aufgefangen. Am Skagerrak sind Untersuchungen bis 500 m Tiefe durchgeführt. Dabei ist eine maximale Durchsichtigkeit bei 250 m gefunden. Mit wenig Abänderungen kann auch mit diesem Apparat die Lichtstreuung (bedingt durch suspendierte Teilchen) gemessen werden. *H. Ebert.*

H. U. Sverdrup. Das maritime Verdunstungsproblem. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 41—47, 1936, Nr. 2. Unter Berücksichtigung einer von der Windgeschwindigkeit abhängigen Rauigkeit einer Wasseroberfläche und unter Annahme einer semi-laminaren Grenzschicht, innerhalb deren der Wasserdampf nach den Gesetzen der molekularen Diffusion diffundiert, wird die je Flächen- und Zeiteinheit verdunstete Wassermenge proportional dem Feuchtigkeitsgefälle oberhalb der Oberfläche angesetzt. Der Proportionalitätsfaktor ist der Austauschkoeffizient. Nach Übergang auf den Dampfdruck, Anwendung der Prandtl-Kármán'schen Grenzschichtüberlagerung und Anbringen einiger Vereinfachungen erhält Verf. einen Ausdruck für die Verdunstung, der neben einer numerischen Konstanten nur physikalische Größen enthält. Werden die Größen eingesetzt, so gelingt es, mit der Annahme einer Grenzschichtdicke von 0,13 cm die beobachteten Verdunstungshöhen des Atlantischen Ozeans zu errechnen. *H. Ebert.*

Georg Wüst. Die Tiefenzirkulation im Raume des Atlantischen Ozeans. *Naturwissensch.* 24, 133—141, 1936, Nr. 9. Das Problem der Ausbreitung und Vermischung der stratosphärischen Wassermassen im ganzen Ozeanraum wird behandelt. Ausgehend von Kernschichten, welche die regionale Verteilung der Faktoren in krummen Flächen, also im Raume, darstellen, wird die Verteilung des Salzgehalts und des Sauerstoffs erörtert. Es folgt die Salzgehaltsverteilung der Stratosphäre zwischen 40° N und 41° S demselben Grundgesetz. Die Verteilung des Sauerstoffs lehrt, daß in der salzreichen Tiefenschicht zwei weitere Schichten stärkster Erneuerung der Wassermassen existieren, die sich durch Maxima des Sauerstoffs als die Kernschichten des mittleren und unteren Tiefenwassers erweisen. *H. Ebert.*

Herbert Grove Dorsey. The Dorsey fathometer. *Journ. Washington Acad.* 25, 469—476, 1935, Nr. 11. Die bei dem amerikanischen Küstenüberwachungsdienst seit 1925 bewährten Echolote für Tiefen von 30 bis 6000 m sollten durch ein Gerät ergänzt werden, welches unter 40 m bei vollautomatischem Betrieb und kürzester Einstelldauer eine Genauigkeit von weniger als 0,1 m haben sollte. Das nach seinem Verf. benannte Gerät besteht im wesentlichen aus einer mit etwa 20 Hertz umlaufenden Scheibe, die auf der Welle eines von einem Stimmgabel-generator betriebenen phonischen Rades sitzt. Bei jedem Umlauf wird durch einen photoelektrischen Kontakt der Kraftverstärker des Ultraschallerzeugers (17,5 Kilohertz) kurz eingeschaltet und verriegelt. Das vom Meeresboden zurückkehrende Echo wird von demselben Schallerzeuger wieder aufgenommen und einem fünfstufigen Zwischenfrequenzverstärker zugeleitet, der im Augenblick des Auftreffens der Schallwellengruppe einen Stromstoß von der Dauer einiger Milliontel Sekunden in einer Glimmröhre erzeugt. Diese hat die Form eines Ringes und ist hinter der unlaufenden Scheibe des Meßgeräts koaxial angebracht und durch einen Schlitz, der im Augenblick des Einschaltens des Schallerzeugers den Nullpunkt der Skale passiert, sichtbar. Der Verstärker für die Glimmröhre ist dauernd mit dem Schallerzeuger verbunden, so daß sie bei dem Abgehen des Signals und bei der Ankunft des Echos anspricht. Der Kreisbogen zwischen dem ersten und zweiten Aufleuchten ist der zu messenden Tiefe proportional. 1,8 cm auf der Skale entsprechen 1 m Tiefe. Durch eine einfache Vorrichtung können die Meßwerte auf die Meeresoberfläche reduziert werden. Die Dauer des von dem Echo hervorgerufenen Licht-

blitzes der Glimmröhre ist so kurz, daß an der Skale noch Differenzen von 10 cm abgelesen werden können. Die Verwendung eines Übertragers zum Senden und Empfangen bietet den Vorteil, daß Basiskorrekturen wegfallen, sie bedingt aber in Verbindung mit der geforderten Genauigkeit einen sehr großen elektrischen Aufwand. — Da andererseits die mechanischen Teile robust und unkompliziert sind, hat sich das Gerät bei Dauerversuchen gut bewährt. Da 20 Messungen in einer Sekunde gemacht werden, ist eine laufende sehr genaue Registrierung der Bodenkurve möglich. Der Vergleich mit dem Tiefseelot ergab bei stehendem Schiff stets Übereinstimmung innerhalb der geforderten Grenzen, bei fahrendem Schiff ist das Echolot in der Genauigkeit der Lotleine überlegen. *O. Schäfer.*

V. Conrad. Oberflächentemperaturen in Alpenseen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 44—61, 1935, Nr. 1. Auf Grund von täglichen Beobachtungen in einer Schicht in 25 cm Tiefe werden für verschiedene Ostalpenseen Mittelwerte der Wassertemperaturen für Dekaden, Monate und für das Jahr angegeben. Der Jahresgang läßt sich durch Sinuskurven mit dem Maximum am 26. Juli darstellen. Die Seen in den nördlichen Voralpen haben eine niedrigere Jahrestemperatur und geringere Jahresschwankung als die inneralpinen Seen, was auf die Unterschiede in der Ventilation zurückgeführt wird. Die Gleichförmigkeit der Jahresschwankung erlaubt es, aus den Beobachtungen während des Sommers allein schon die Jahresmitteltemperatur zu erschließen. Die Abnahme der Jahresmitteltemperatur mit der Höhe ergibt sich für die inneralpinen Seen aus $t = 19,2 - 0,015 h$ (h in Metern) und für die nördlichen Randseen aus $t = 14,9 - 0,0094 h$. Die Abkühlung der Seen im Herbst geht sehr langsam vor sich. Die Tagesschwankung der Temperatur ist im Winter nahezu Null und erreicht das Maximum zum Sommersolstitium. Rasche Erwärmungen sind im allgemeinen auf Strahlungsvorgänge, rasche Erkaltungen auf Kaltlufteinbrüche und Niederschläge zurückzuführen. Die mittlere interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur ist am größten im Frühling, weil um diese Zeit auch die Wärmeunterschiede in der Vertikalen im See am größten sind.

F. Steinhauser.

A. Wagner. Zur Theorie des täglichen Ganges der Windverhältnisse. (Vorläufige Mitteilung.) Wiener Anz. 1936, S. 25—27, Nr. 4. In einer Kritik der Espy-Koepfenschen Theorie zur Erklärung der Verschiedenheit des täglichen Ganges der Windgeschwindigkeit in geringen und in größeren Höhen wird darauf hingewiesen, daß es nicht möglich ist, den entgegengesetzten Gang der Windgeschwindigkeit oben und unten als Wirkung eines mit der Tageszeit veränderlichen Mischungsvorganges aufzufassen. Der Verf. findet die richtige Erklärung aus den Bewegungsgleichungen in dem Zusammenwirken der Reibung μ (bzw. des Massenaustausches A), die in den unteren Hektometern bremsend wirkt, und des Gliedes $\partial\mu/\partial z$, das beschleunigend wirkt, wenn die Windgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt. Aus dem täglichen Gang beider Größen ergibt sich in Bodennähe ein Tagesmaximum der Windgeschwindigkeit bald nach Mittag wegen des Tagesmaximums von $\partial\mu/\partial z$ und trotz des Tagesminimums von μ . Mit zunehmender Höhe tritt der Einfluß von $\partial\mu/\partial z$ auf die Windstärke gegenüber dem Einfluß von μ immer mehr zurück, es kommt zum Ausgleich beider Einflüsse in einer Zwischenschicht und darüber zur Schwächung der Windgeschwindigkeit zur Zeit des stärksten Massenaustausches. Wo aber oberhalb der Reibungshöhe der Gradientwind praktisch erreicht ist, hat eine zeitliche Änderung von μ keinen Einfluß und es ist dort auch kein Anlaß zu einem täglichen Gang der Windgeschwindigkeit. Zur Erklärung der täglichen Drehung des Zusatzvektors zur Windrichtung wird die Störung des Gleichgewichts der drei Kräfte: Gradientkraft G , Corioliskraft $l v$ und Reibungskraft R durch den täglichen Gang der inneren

Reibung erläutert. Auf eine Änderung von R reagiert zuerst die Windstärke und der Windvektor ändert sich entgegengesetzt der Reibung in der Richtung des Reibungsvektors; dann folgt die Änderung der Corioliskraft. Die tägliche Vektor-kurve des Windes stellt darnach eine Hysteresiskurve dar. *F. Steinhauser.*

W. Findeisen. Ergebnisse von Feinuntersuchungen des atmosphärischen Windgefüges. Meteorol. ZS. 53, 6—9, 1936, Nr. 1. Zur Untersuchung der Größe der Turbulenzelemente der bodennahen Luftschicht wurden Messungen des scheinbaren Geschwindigkeitsgefälles des Windes vorgenommen, dessen Wert sich mit der Meßstrecke ändern muß, sobald Turbulenzelemente in der untersuchten Strömung vorhanden sind, deren Ausdehnung die Meßstrecke nicht erheblich übertrifft. Zur Messung wurde eine Hitzdrahtmethode verwendet, wobei die als Meßkörper fungierenden elektrisch geheizten Platindrähte in Abständen von 0,4 bis 12 cm variiert und in verschiedenen Höhen zwischen 1 und 8 m über dem Boden aufgestellt wurden. Dabei zeigte sich, daß bei einer scheinbar ruhigen Strömung überraschend heftige feinturbulente Bewegungen auftraten, deren Träger kleine annähernd kugelförmige Turbulenzelemente von der Größenordnung 1 cm und darunter waren. Aus der gefundenen Abhängigkeit des scheinbaren Geschwindigkeitsgefälles von der Meßstrecke ergab sich keine Bevorzugung bestimmter Größen der Turbulenzelemente im Sinne von Häufigkeitswerten. Der Wert des scheinbaren Geschwindigkeitsgefälles ist der Windgeschwindigkeit nahezu proportional und bei kleinen Meßstrecken in geringen Höhen am größten, bei großen Meßstrecken aber erst in größeren Höhen am größten, was damit übereinstimmt, daß größere Turbulenzelemente erst in größerem Abstand vom Boden wirksam werden können. Das durch die Abhängigkeit zwischen scheinbarem Geschwindigkeitsgefälle und Meßstrecke eingeführte allgemein gültige Maß der Turbulenz ermöglicht es auch, den Zusammenhang zwischen „Turbulenz“ und „Austausch“ quantitativ aufzuklären. *F. Steinhauser.*

H. U. Sverdrup. Austausch und Stabilität in der untersten Luftschicht. Meteorol. ZS. 53, 10—15, 1936, Nr. 1. Gestützt auf die Ergebnisse der Turbulenzforschung im Laboratorium werden Windgeschwindigkeit und Austauschkoeffizient bei stabiler Lagerung mit Hilfe der Schubspannung, der Temperaturverteilung, des Rauigkeitsmaßes z_0 und der Konstanten k_0 , die die Länge des Mischungsweges bei adiabatischer Temperaturverteilung bestimmt, und β , die den Stabilitätseinfluß kennzeichnet, unter der Annahme, daß dabei die Temperaturänderung mit der Höhe, der Windänderung ähnlich, sich durch ein Potenzgesetz darstellen läßt, theoretisch als Funktion der Höhe für die bodennahe Luftschicht bestimmt. Bei großer Geschwindigkeit und geringer Stabilität bleiben die Abweichungen der Windgeschwindigkeit und des Austauschkoeffizienten von den Werten bei adiabatischem Gleichgewicht bis in große Höhen klein, während bei geringer Geschwindigkeit und großer Stabilität meßbare Abweichungen schon in Höhen von wenigen Dezimetern vorhanden sind. Für β wurde aus Beobachtungen der Windgeschwindigkeit und der Temperatur in drei Höhen über dem Boden auf Spitzbergen der Wert 11,0 berechnet. Damit wurde der theoretische Wert der Austauschkoeffizienten auf Grund der abgeleiteten Formel bestimmt und mit den aus den Beobachtungen bekannten Koeffizienten für den Wärmeaustausch A verglichen. Dabei ergab sich eine vollkommene Übereinstimmung zwischen den auf Grund der Laboratoriumsforschungen festgestellten Turbulenzerscheinungen und den entsprechenden Erscheinungen über einer Fläche von geringer Rauigkeit in der Natur, woraus gefolgert wird, daß in Bodennähe die vertikale Temperaturverteilung, zumindest bei geringem Dampfdruck, nur von dem Austausch und nicht von Strahlungsvorgängen abhängt. *F. Steinhauser.*

E. Palmén. Zur Frage der Temperatur-, Druck- und Windverhältnisse in den höheren Teilen einer okkludierten Zyklone. Meteorol. ZS. 53, 17—22, 1936, Nr. 1. Auf Grund von sechs Registrier-aufstiegen in Südnorwegen (Ås) und fünf gleichzeitigen Aufstiegen in Belgien (Uccle) wurde eine synoptisch-aerologische Analyse der tiefen, okkludierten Zyklone vom 2. bis 3. Februar 1933, deren Kern um diese Zeit westlich der norwegischen Küste lag, versucht. Während über Uccle die Polarluftmassen nur bis 3 km Höhe reichten, erfüllten sie über Ås die ganze Troposphäre. Es werden Temperaturhöhenkurven und Isoplethendiagramme für beide Stationen wiedergegeben, die den Verlauf der Polarfront und der Tropopause und ihre Änderungen zeigen. In der Tropopause fand sich eine kräftige Inversion, während in höheren Schichten die Temperatur wieder abnahm, was der normalen Temperaturverteilung in der Stratosphäre über tiefen Zyklonen entspricht. Die während der Aufstiegsreihe festgestellten Druckschwankungen ließen sich nicht durch vertikale Temperaturverteilung erklären und auch nur zu einem sehr geringen Teil advektiv deuten; sie müssen zum großen Teil dynamisch gedeutet werden. *F. Steinhauser.*

H. Lettau und W. Schwerdtfeger. Untersuchungen über atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus. III. Mitteilung. Meteorol. ZS. 53, 44—53, 1936, Nr. 2. Es wurden zwei Meßfahrten bei sommerlichem Strahlungswetter bei Tag zur Erfassung der thermisch bedingten und eine Fahrt in einer ruhigen Nacht zur Erfassung der dynamisch bedingten Austauschverhältnisse gemacht. Es zeigte sich, daß nicht die mit gewöhnlichen aerologischen Methoden erfaßbare vertikale Temperaturverteilung in offenbarem Zusammenhang mit den in Zeiträumen von 5 bis 10 min verfolgten Austauschvorgängen steht, sondern die thermische Feinstruktur der Atmosphäre, die durch elektrische Temperatur- und Temperaturgradientmessungen ermittelt wurde. Aus allen Messungen ergab sich, daß stets oberhalb von Inversionen die vertikale Durchmischung wesentlich (im Mittel mehr als 10fach) größer als unterhalb ist. Nach den bisherigen sieben Meßfahrten betrug der Austauschkoeffizient im Mittel in 0 bis 1 km Höhe 26 (Schwankung von 1 bis 142), in 1 bis 2 km Höhe 48 (Schwankung von 2 bis 356), in 2 bis 3 km Höhe 51 (Schwankung von 1 bis 134) und in 3 bis 4 km Höhe 25 (Schwankung von 3 bis 57) $\text{cm}^{-1} \text{g sec}^{-1}$. Der verwendete elektrische Temperaturgradientmesser wird beschrieben. *F. Steinhauser.*

Hans Ertel. Stromfelddivergenz und Luftdruckänderung. Meteorol. ZS. 53, 16—17, 1936, Nr. 1. Der Verf. leitet die analytische Formel der Regel von Scherhag, die besagt, daß divergente (bzw. konvergente) Höhenwinde Druckfall (Druckanstieg) bewirken müssen, wenn sie nicht durch eine untere Konvergenz (Divergenz) kompensiert sind, ab und zeigt, daß die Regel nicht gilt, wenn der thermodynamische Weg der Höhenströmung einer Polytropen der Klasse $0 \geq n \geq -1$ angehört. Wenn wegen der unsicheren Kenntnisse über die thermodynamischen Zustandsänderungen der Höhenströmung allen möglichen polytropen Zustandsänderungen die gleiche Wahrscheinlichkeit ihrer Realisierung zugeordnet werden kann, so ergibt sich eine 95 %ige Treffsicherheit der Scherhagschen Regel. *F. Steinhauser.*

Hans Ertel. Advektiv-dynamische Theorie der Luftdruckschwankungen und ihrer Periodizitäten. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 227—236, 1935, Nr. 1/2. Es wird eine Differentialgleichung für die raumzeitlichen Veränderungen des Luftdruckfeldes durch advektive Dichteänderungen und durch dynamische Effekte der auftretenden Trägheits-, Zentrifugal- und Corioliskräfte, der Reibung und der Gezeitenkräfte aufgestellt. Sie enthält nur die erste

Ableitung nach der Zeit, beschreibt also keinen Wellenvorgang im klassischen Sinn, sondern eine irreversible Deformation des Druckfeldes. Die Lösung mit Hilfe Laplacescher Kugelflächenfunktionen zeigt im ersten Teil, daß jeder Kugelfunktionsanteil $Y_n(\vartheta, \lambda, t_0)$ des anfänglichen Druckfeldes mit der Winkelgeschwindigkeit $2\omega_n = 4\pi/n(n+1)\tau$ ostwärts wandert (Gesetz der orthotropen Migration) und dabei das ursprüngliche Druckfeld deformiert; darüber lagert sich noch die durch den zweiten Teil der Lösung dargestellte advektiv-dynamische Störungsentwicklung (Zenogenie). Die Einführung der Legendreschen Funktionen in die Lösung zeigt die Mischungsentwicklung (Mixogenie) der das anfängliche Druckfeld darstellenden Initialmizellen (= Migrationszellen) und ihre Modifikation durch die Zenogenie, welche Vorgänge hier quantitativ erfaßt werden (Barogenetisches Grundgesetz). Der zenogenetische Anteil der Lösung enthält die Perioden der Gezeitenkräfte, der Advektions- und der dazugehörigen dynamischen Vorgänge, die Eigenschwingungsperioden der Atmosphäre und neue Frequenzen, die in den Mizellen auftreten (permanente Mizellar-Frequenzen), denen permanente Perioden entsprechen, die sich als diskretes Periodenspektrum der Luftdruckschwankungen in Form einer halbseitigen Matrix darstellen, worin sich sämtliche bisher ermittelten Luftdruckperioden unterbringen lassen. Dabei bleiben in der Matrix viele Perioden frei, was sich durch zonale, tellurische, Initial- oder methodische Selektion erklärt. Die Wirkung der Zenogenie ist einer zeitlichen Veränderung (Verzerrung, Distorsion) von Amplituden und Phasen der ungestörten Migration (Mixogenie) äquivalent (Zenogenetisches Distorsionsgesetz). *F. Steinhauser.*

G. Dedeant, Ph. Schereschewsky et Ph. Wehrlé. Théorie de la circulation générale de l'atmosphère. La loi de rotation et le champ de pression. C. R. **201**, 453—456, 1935, Nr. 8. Auf Grund theoretischer Überlegungen wird unter Einführung des äquatorialen troposphärischen Gesetzes in eine Kombination der Gleichung für die vollkommenen Gase und der meridionalen Bewegungsgleichungen die Druckverteilung zwischen 0 und 50° Breite an der Erdoberfläche berechnet und in Übereinstimmung mit den beobachteten Werten gefunden. Mit Hilfe dieser Beziehung wird eine graphische Darstellung entwickelt, welche die Temperatur- und Windverteilung für alle Breiten bis zu einer Höhe von 20 km enthält. *v. Steinhilber.*

Antonio Gião. Bemerkungen über eine neue Theorie des allgemeinen Kreislaufes der Atmosphäre. Gerlands Beitr. z. Geophys. **46**, 331—338, 1936, Nr. 3. Der Verf. sucht darzulegen, daß die von Wehrlé und Dedeant auf Grund des Prinzips der kleinsten Dissipation entwickelte Theorie der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre (vgl. vorst. Referat) nicht richtig sein kann und daß die Übereinstimmung der daraus abgeleiteten numerischen Werte mit den Beobachtungen nur zufällig ist. Er zeigt, daß das Temperaturfeld des ruhenden Weltkörpers der Grundgleichung $\Delta(\log \Theta) = 0$ nicht genügt und daß das Prinzip der kleinsten Dissipation keine notwendige Bedingung für die Geschwindigkeitsverteilung des Windes darstellt. *F. Steinhauser.*

G. Dedeant et Ph. Wehrlé. La circulation générale de l'atmosphère. Réponse à M. Gião. Gerlands Beitr. z. Geophys. **46**, 339—349, 1936, Nr. 3. Die Verff. lehnen die Einwendungen Giãos vom mathematischen Standpunkt aus als unrichtig ab und halten ihre Theorie weiterhin aufrecht. *F. Steinhauser.*

W. Portig. Numerische Berechnung des stratosphärischen Einflusses auf den Bodendruck. (2. Mitteilung.) Ann. d. Hydrogr. **64**, 68—69, 1936, Nr. 2. Nachdem in der ersten Mitteilung gezeigt wurde, wie aus

Flugzeugaufstiegen geschlossen werden kann, inwieweit die Luftdruckänderung im Meeresniveau auf Veränderungen der hohen Atmosphärenschichten zurückzuführen ist, wird in der vorliegenden 2. Mitteilung behandelt, wie groß die Temperaturänderungen der Substratosphäre sein müssen, damit am Boden der Druckeffekt $\delta\pi$ auftritt. Es ergibt sich, daß bei mittlerer Tropopausenhöhe eine Erniedrigung der Substratosphärentemperatur nur im Mittel 1° den Bodendruck um 3 bis 4 Millibar steigen läßt.

H. Ebert.

Wilfried Portig. Gleichzeitige Temperatur- und Luftdruckänderungen in der freien Atmosphäre. S.-A. Beih. z. Phys. d. freien Atmosphäre 23, 85—94, 1935; auch Diss. Hamburg. Rossby (1927) hat Temperatur- und Luftdruckschwankungen mit Massen- und Wärmeänderungen zu erklären versucht. Zur Prüfung dieser Theorie ist eine Reihe von sechs Aufstiegen aus dem Münchener Material der Registrierballonfahrten, deren Vollständigkeit und Güte feststand, durchgerechnet worden. Es ergibt sich, daß dicht unter der Tropopause der Einfluß die Wärmeadvektion auf den Luftdruck wesentlich größer ist als der der Massenverlagerungen, während sowohl oberhalb wie unterhalb mit zunehmender Entfernung von der Tropopause die Massenveränderungen mehr und mehr überwiegen, bis schließlich der Luftdruck am Erdboden nur noch vom Gewicht der darüber zu- oder abfließenden Luftmassen bestimmt wird. Ferner zeigt Verf., daß in der mittleren und hohen Troposphäre ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur besteht. In einem klimatologischen Anhang wird die Streuung der Temperatur und des Luftdrucks (abhängig vom Monat und von der Höhe) behandelt. In der Tropopause ist die Streuung für beide Größen am geringsten.

H. Ebert.

W. Barrett. Conditions in Cumulus Cloud. Nature 137, 406, 1936, Nr. 3462. Verf. lehnt die in der Nature 137, 194, 1936 stehende Theorie der Übersättigung (als Gleichgewicht übersättigten Dampfes mit Luft) ab und weist auf Beobachtungen bei Gleitflügen hin, daß die übersättigten Aggregate von einem aufsteigenden Luftstrom getragen werden. Dem gegenüber verteidigt sich der Schreiber der ersten Note, daß seine Worte mißverstanden seien. Anomal für die zu erklärende Tatsache, daß die aufsteigende Luft entgegen der Erwartung kälter als die Umgebung sei.

H. Ebert.

Bruno Hanisch. Über die Bestimmung von Sonnenfleckensperioden nach der Fuhrichschen Methode. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 99—107, 1935, Nr. 1. Es wurde die Beobachtungsreihe von 1794 bis 1925 in die drei Abschnitte 1794—1841, 1835—1882 und 1880—1925 unterteilt und nach der von L. W. Pollak in die Geophysik eingeführten Methode der Autokorrelation nach Fuhrich bis zum vierten Glied der dadurch aufzudeckenden Reihe von periodischen Komponenten untersucht. Allen drei Abschnitten gemeinsam war eine ungefähr 11- und eine 8jährige Periode, während die anderen gefundenen Perioden in den einzelnen Abschnitten stark voneinander abweichen. Abweichend von der aus der Reihe 1749—1928 nach der Schusterschen Methode bestimmten 11,25-jährigen Periode fand sich in dem Abschnitt von 1880—1925 nach der neuen Methode eine 11,8jährige Periode, die eine auffallende Übereinstimmung mit der Umlaufszeit des Jupiter zeigt.

F. Steinhauser.

R. Spitaler. Über die Wärme-Ein- und -Ausstrahlung auf der Erde. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 180—189, 1935, Nr. 1/2.

R. Spitaler. Die jährliche Veränderlichkeit der Wärme-Ein- und -Ausstrahlung oder des Kontinentalitätsgrades. Gerlands

Beitr. z. Geophys. 46, 190—192. 1935, Nr. 1/2. Die mittlere Monatstemperatur der Breite φ läßt sich durch die monatliche Einstrahlung an der Grenze der Atmosphäre S darstellen durch $t_{\varphi} = M + cS$ oder, wenn die Verzögerung der Erwärmung im Frühling und die Verspätung der Abkühlung im Herbst berücksichtigt wird, durch $t = M + cS - \gamma \sin L$, wo M eine Konstante ist, die den Anteil des Breitenkreises an Land n und die mittlere jährliche Bestrahlung S_0 des Breitenkreises enthält und wie c und γ aus den Beobachtungen berechnet werden kann: L ist die Zeit, gerechnet von Jahresbeginn an. M liefert die gesamte mittlere Wärmeausstrahlung, cS_0 die mittlere jährliche Zustrahlung und $M + cS_0$ die mittlere Jahrestemperatur. Die Modifikation des Erwärmungseinflusses der Bestrahlung durch verschiedene Bewölkung, Meeresströmungen, vorherrschende Winde und dergleichen ist in $cS_0 - M$ enthalten, welchen Ausdruck der Verf. als Kontinentalitätsgrad einführt, der bei voller Kontinentalität 100 und bei voller Ozeanität Null wird. Für Deutschland ergab sich danach aus den Beobachtungen ein Viertel der vollen Kontinentalität. Für zahlreiche Orte werden die Konstanten M , c und γ und der Kontinentalitätsgrad angegeben. Der hier eingeführte Kontinentalitätsgrad weist einen jährlichen Gang auf mit dem Minimum im Januar und dem Maximum im Juli in kontinentalen Gebieten, während diese Extreme in ozeanischen Gebieten um einen Monat verspätet eintreten.

F. Steinhauser.

Paul Gruner. Photometrie der Dämmerungsfarben, insbesondere des Purpurlichtes. (Vorläufige Mitteilung.) Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 202—207, 1935, Nr. 1/2. Mit einer Cäso-Preß-Photozelle wurde unter Vorschalten der Schottfilter BG 19 und GG 3 von kurz nach Sonnenuntergang an bis zu einer Sonnentiefe von 5 bis 7° das „weiße“ Himmelslicht und durch Zusatz entsprechender Filter das Rot, Blau, Hellrot, Dunkelrot und Grün einer Stelle am Himmel im Sonnenvertikal in Höhen von 12 bis 18° gemessen. Dabei zeigte sich an dieser Himmelsstelle an allen Tagen und in allen Spektralbereichen — auch im Rot — ein stetiges Absinken der Himmelselligkeit bis — 7° Sonnentiefe. Das Purpurlicht bedeutet also nicht eine wirkliche Aufhellung, sondern nur eine relative Rötung, die durch den Kontrast mit der Umgebung auffallend wird. Mit sinkender Sonne nehmen bis — 4° Sonnentiefe die Intensitäten der Spektralfarben im allgemeinen um so stärker ab, je kleiner ihre Wellenlänge ist; bei größeren Sonnentiefen nehmen dann die Intensitäten der längeren Wellenlängen stärker ab. Daraus erklärt sich das Entstehen des Purpurlichtes.

F. Steinhauser.

Friedrich Fuchs. Einige Messungen der UVE-Intensität in verschiedenen Höhenlagen und Breiten. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 257—260, 1936, Nr. 3. Die Messungen wurden mit einem medizinischen UV-Dosimeter gelegentlich einer Reise von Prag über Österreich nach Italien und zurück im allgemeinen um 10, 12 und 14 Uhr gemacht. Es zeigte sich eine auffallende Zunahme der UVE-Intensitäten mit abnehmender Breite. Die Ergebnisse werden, gemittelt nach Breitenzonen und Terraintypen, graphisch dargestellt. Vergleich der Tagesgänge an verschiedenen Orten.

F. Steinhauser.

N. N. Kalitin. Über die Mikroschwankungen der Luftdurchsichtigkeit. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 283—290, 1936, Nr. 3. Der Verf. empfiehlt als außerordentlich empfindliche Methode für die Bestimmung der Luftdurchsichtigkeit und ihrer Schwankungen die Messung der Himmelsstrahlung in unmittelbarer Umgebung der Sonne (in einem Kreis von 6° Halbmesser) mit dem von ihm für diese Zwecke konstruierten Aktinometer. An einigen Beispielen wird gezeigt, daß die Schwankungen der Strahlung des Himmels in Sonnennähe und damit die der Durchlässigkeit in Intervallen von Minuten oder noch weniger bei wolkenlosem Himmel oft sehr groß sein können.

F. Steinhauser.

N. N. Kalitin. Quelques données sur la transparence de la glace pour la radiation ultraviolette du soleil. C. R. Moscou (N. S.) 4, 145—146, 1935, Nr. 3. Mit einem Quarzspektrographen Hilger wurde die Durchlässigkeit verschiedener Eisschichten im Ultraviolett im Wellenbereich von 3320 bis 4460 Å untersucht. Die Durchlässigkeit einer 10 cm dicken Platte von reinem Eis schwankte in den verschiedenen Wellenlängen dieses Spektralbereiches zwischen 96 und 99 % und betrug im Mittel 98 %. Für eine gleichdicke Schicht trüben, mit Luftblasen durchsetzten Eises aus der Oberflächenschicht schwankte die Durchlässigkeit zwischen 59 und 63 % und betrug im Mittel 60 %. Durch einen 107 cm dicken Block reinen Eises gingen im selben Spektralbereich 46 bis 55 % der einfallenden Strahlung durch; dabei war in den kürzesten Wellenlängen die Durchlässigkeit am geringsten. *F. Steinhauser.*

J. Fuchs. Eine Radio-Methode zur Bestimmung der Absoluttemperatur der Ionosphäre. Meteorol. ZS. 53, 41—44, 1936, Nr. 2. Auf Grund der Theorie der Ionisation der Erdatmosphäre durch die Ultraviolettstrahlung der Sonne und der Theorie der Ausbreitung der Radiowellen wird mit Hilfe der Beobachtungsergebnisse über die Frequenz und Äquivalenthöhe von in der Ionosphäre reflektierten Radiowellen die Temperatur der F_1 - und F_2 -Region berechnet. Danach beträgt in der Äquatorzone die Temperatur der F_1 -Region in 190 km Höhe etwa 400° und im Niveau maximaler Elektronendichte in 220 km Höhe 1000°. In der F_2 -Region beträgt die Temperatur in 350 km Höhe durchschnittlich 1400° und in 420 km Höhe 1900°. Diese Temperaturangaben kommen den auf anderen Wegen gefundenen Werten nahe. Die Temperaturzunahme bei Annäherung an das Niveau maximaler Elektronendichte wird als Stütze für die Erklärung der hohen Temperaturen der obersten Atmosphärenschichten durch Absorption solarer Ultraviolettenergie beim Ionisationsvorgang angeführt. *F. Steinhauser.*

K. Schütte. Der Verlauf der bürgerlichen Dämmerung auf der ganzen Erde mit besonderer Berücksichtigung der Polargebiete. Meteorol. ZS. 53, 54—57, 1936, Nr. 2. Der Verf. hat für alle geographischen Breiten den Jahresgang der bürgerlichen Dämmerung berechnet und in einem Diagramm übersichtlich dargestellt. Unter der Dauer der bürgerlichen Dämmerung versteht er dabei die Zeit vom Verschwinden des oberen Sonnenrandes, das ist bei einem Stand des wahren Sonnenmittelpunktes um 0° 50' unter dem mathematischen Horizont, bis zu einer Tiefe der wahren Sonnenmitte von — 6° 30'. Der Berechnungsvorgang und das Diagramm werden besprochen. *F. Steinhauser.*

J. Duclaux. Mesure des coefficients d'absorption de l'atmosphère. II. Résultats. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 401—406, 1935, Nr. 10. Nachdem in dem bereits erschienenen Teil der Arbeit die Methode der Absorptionsbestimmung der Atmosphäre dargelegt wurde, werden in dem zweiten Teil die Ergebnisse zusammengestellt und diskutiert. Es wurde eine regulär von Rot bis UV abnehmende Absorption festgestellt, außerdem noch eine selektive Absorption mit dem Maximum in Blau, die von Tag zu Tag verschieden ist. *Appuhn.*

Chr. Junge. Übersättigungsmessungen an atmosphärischen Kondensationskernen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 108—129, 1935, Nr. 1. Die Untersuchungsmethode bestand darin, daß der Inhalt einer Nebelkammer in stufenweise anwachsenden Beträgen expandiert und jedesmal die Zahl der gebildeten Tröpfchen photographisch bestimmt wurde, woraus sich das Kondensationspektrum, d. h. die Verteilung der Kerne auf die einzelnen Übersättigungsbereiche ergab. *F. Steinhauser.*

Gerhard Kunze. Sind Hagelschläge luftelektrisch bedingt? Meteorol. ZS. 53, 32—33, 1936, Nr. 1. Der Verf. hat nachzuweisen versucht, daß es einen $5\frac{1}{2}$ täglichen Rhythmus in der Folge von Hageltagen und auch in der Güte der Kurzwellenverkehrsbedingungen auf dem 10 m-Wellenband gibt. Da ihm scheint, daß sich starke Hageltage und gute 10 m-Verkehrstage gegenseitig ausschließen, glaubt er annehmen zu können, daß für beide Erscheinungen luftelektrische Verhältnisse ausschlaggebend sind, und er vermutet daher in der geringen Leitfähigkeit der Luft eine Hagelursache. *F. Steinhauser.*

E. Niederdorfer. Über die Häufigkeitsverteilung von Regentropfengrößen. Meteorol. ZS. 53, 33—35, 1936, Nr. 1. Der Verf. hat, um den Vorwurf zu widerlegen, daß die von ihm in einer früheren Arbeit festgestellte Häufigkeitsverteilung der Regentropfengrößen nur durch einen psychologischen Fehler, nämlich durch Bevorzugung der Dezimalen 0 und 5, zustande gekommen sei, die auf den Filterpapieren festgehaltenen Tropfen mit einem wesentlich anders unterteilten Maßstabe nochmals ausgemessen. Er konnte dabei das frühere Ergebnis bestätigen. *F. Steinhauser.*

A. Schmauss. Kalendermäßige Verankerungen des Wetters. Meteorol. ZS. 53, 72—74, 1936, Nr. 2. In Fortführung seiner bekannten Untersuchungen über „Singularitäten“ im Witterungsverlauf hat der Verf. aus dem Beobachtungsmaterial der Zugspitze von 1901 bis 1933 für jeden Tag die Häufigkeit von Temperaturänderungen um mehr als 5,5 bzw. 4,5° von einem 7 Uhr-Termin zum nächsten ausgezählt und in Pentaden zusammengefaßt. Daraus ergaben sich bestimmte Häufungsstellen oder Verarmungsbereiche für diese Wettererscheinungen, die als meteorologisch begründet Beachtung verdienen. In aufeinanderfolgenden Jahren zeigt sich eine Art Erhaltungstendenz der Singularitäten. *F. Steinhauser.*

A. Graf. Die angewandte Geophysik, Verfahren und Geräte für Aufschlußmessungen in der Lagerstättenforschung. Veröff. d. Askania-Werke A. G., Berlin-Friedenau 1935, 22 S. Die vorliegende Schrift behandelt in großen Zügen die Methoden der physikalischen Lagerstättenforschung in theoretischer und praktischer Hinsicht mit besonderer Berücksichtigung der von den Askania-Werken hergestellten Instrumente. Die an anderer Stelle vorgenommenen Versuche zum Bau statischer Schweremesser (z. B. Seismos G. m. b. H., Hannover, H. Haalck, Potsdam) werden zwar erwähnt, es wird ihnen aber keine größere Bedeutung zugestanden. *Heinrich Jung.*

B. Brockamp. Über einige Ergebnisse der vom Geodätischen Institut 1933/34 ausgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark. Verh. 8. Tag. d. Balt. Geod. Komm. Tallinn u. Tartu 1935, S. 141—143, Helsinki 1936. Kurze Angaben über Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in anstehenden Gesteinen und Tiefenlage einiger Schichtgrenzen, Deutungsmöglichkeiten und Zusammenhänge mit Anomalien des magnetischen Feldes und des Schwerefeldes. *K. Jung.*

M. Paul. Über Messungen der Erdbodentemperatur an Salzdomen. ZS. f. Geophys. 11, 388—392, 1935, Nr. 7/8. 700 Temperaturmessungen in 2 m Tiefe zeigen, daß über Salzhorsten die Temperatur bis zu etwa 1° höher als in der Umgebung sein kann. Der Rand der Salzhorste prägt sich in steilem Temperaturanstieg deutlich aus. *K. Jung.*

Geophysikalische Berichte

Robert Schwinner. Lehrbuch der physikalischen Geologie. Bd. I. Die Erde als Himmelskörper. Astronomie, Geophysik, Geologie in ihren Wechselbeziehungen. Mit 62 Fig. u. 1 Tafel. XII u. 356 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Bornträger, 1936. Das Buch will eine Brücke schlagen zwischen der Geologie und den exakten Naturwissenschaften, insbesondere der Physik. Es ist von einem Geologen und vom geologischen Gesichtspunkte aus in erster Linie für Geologen geschrieben; es setzt die Grundzüge der allgemeinen Geologie als bekannt voraus. Das Lehrbuch zerfällt in 3 Bände, von denen der erste vorliegt. Inhalt des ersten Bandes: Einleitung, I. Unsere Beziehungen zum Fixsternsystem, II. Die Sonne als Fixstern, III. Das Planetensystem, IV. Entwicklung des Sonnensystems, Entstehung der Erde, „Kosmogonie“, V. Die Meteoriten, VI. Der Stoffbestand der Erde, VII. Die Rotation der Erde, VIII. Die Entwicklung des Systems Erde—Mond. Angefügt ist eine Tafel der Konstanten, ein Namen- und ein Sachverzeichnis. *Dede.*

J. P. Arend. Atombildung und Erdgestaltung. Das kausal-unitarische Weltbild. Mit einem Geleitwort von Erich Haarmann. Mit 17 Abbildungen. XV u. 101 S. Stuttgart, Verlag von Ferdinand Enke, 1936. Inhalt: Erster Hauptteil. Die fundamentalen Beziehungen zur nahen Welt. 1. Das Druck-Temperatur-Verhältnis, bei dem die Atome entstehen, bestimmt das Atombild. 2. Atome, Sterne und Spektrum. 3. Atombildung und geologische Vorgänge. 4. Hämatit, Oolith und Magnetismus. 5. Die Einheitlichkeit der physikalischen Zustände. Zweiter Hauptteil. Die Stoffverteilung und der Kreislauf der Materie in Abhängigkeit vom inneren Zustand der Sterne. 6. Die Oberflächengestaltung der Erde und die Stoffverteilung in der Kruste sind durch die subkrustalen Emissionsvorgänge bestimmt. 7. Die Zustände im Erdinnern. 8. Behebung astronomischer Schwierigkeiten. Dritter Hauptteil. Subkrustale Atombildung. Atombildung und Zwangsläufigkeit der geologischen Begleiterscheinungen. 9. Die Rekonstruktion des Brieger-Sedimentationsbeckens, die geochemische Synthese und das Wesen der Mineralwasser. 10. Die Struktur Südamerikas und die Klärung anderer geologischer Schwierigkeiten. Anhang. *Dede.*

Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde. Erster Band: Ausgleichungsrechnung. 8. Auflage. VIII u. 656 S. Mit zahlreichen Abb. Stuttgart, J. B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung, 1935. Nachdem in den letzten Jahren der zweite Band dieses Handbuchs eine umfassende Neubearbeitung erfahren hat, liegt nunmehr auch der erste Band in Neuauflage vor. Die Abschnitte über die allgemeine Theorie der Methode der kleinsten Quadrate wurden in der Darstellung von Jordan möglichst unverändert beibehalten. Gekürzt wurden die Teile, die heute nicht mehr im Vordergrund stehen, und statt dessen die Zahl der zur Erleichterung der theoretischen Erörterungen beigelegten einfachen Beispiele erheblich vermehrt. Wesentliche Erweiterungen erfuhren die praktischen Anwendungen der Ausgleichsrechnung auf trigonometrische Messungen. Die diesbezüglichen Abschnitte wurden zum Teil vollkommen neu geordnet und durch Aufnahme der in den letzten 15 Jahren eingeführten Rechenmethoden auf den heutigen Stand gebracht. Die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die Fehlertheorie wurde erweitert und ein neuer Abschnitt über die Fehlerellipse beigelegt. Damit dürfte dieser Band des Handbuchs den heutigen Anforderungen vollkommen genügen, sowohl zur Einführung für den Studierenden wie als Nachschlagewerk für den, der Ausgleichungen vorzunehmen hat. *Heinrich Jung.*

Erhard März. Schauerchronograph. ZS. f. Instrkde. 56, 167—170, 1936, Nr. 4. Das vom Verf. entworfene Gerät spricht auf den ersten niederfallenden Regentropfen an und ist für Fernregistrierung eingerichtet. Es ist ein Gitter so angeordnet, daß zwischen einer Drahtgaze und einer ebenen Metallplatte ein trockenes Filterpapier liegt; an Gitter und Metallplatte ist eine Spannung angelegt. Wird das Papier feucht, geht Strom hindurch. Das Arbeiten mit diesem Gerät und Beispiele der Registrierungen werden bekanntgegeben. *H. Ebert.*

Galen B. Schubauer. Effect of humidity in hotwire anemometry. Bur. of Stand. Journ. of Res. 15, 575—578, 1935, Nr. 6 (RP. 850). Nach den Untersuchungen von Paeschke (s. diese Ber. 16, 2292, 1935) wird noch einmal die Frage nach dem Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft bei Windmessungen mit dem Hitzdrahtinstrument erörtert. Verf. zeigt, daß der Wärmeverlust mit steigender Feuchtigkeit wächst, und zwar je 1° Steigerung der Drahttemperatur Erhöhung des Wärmeverlustes um 2 %. Die Erscheinung wird zurückgeführt auf eine Beeinflussung der Wärmeleitfähigkeit durch den Feuchtigkeitsgehalt. *H. Ebert.*

A. H. Barnes. Thin Wall Geiger-Müller Counter. Rev. Scient. Instr. (N.S.) 7, 107, 1936, Nr. 2. Es wird ein Zählrohr aus dünnem Glas mit Innenversilberung beschrieben, das für Zählung schwach durchdringender Strahlen geeignet ist. *Kolhörster.*

M. A. Tuve, E. A. Johnson and O. R. Wulf. A New Experimental Method for Study of the Upper Atmosphere. Phys. Rev. (2) 48, 917, 1935, Nr. 11. Es wird eine neue Apparatur beschrieben, die rechnerisch und laboratoriums-mäßig gestattet, Molekulardichte und verschiedene andere Charakteristika der Atmosphäre besonders in unerforschten Höhen von 30 bis 70 km und höher festzustellen. Ein modulierter Scheinwerferstrahl wirft zerstreutes Licht nach einer mehrere Kilometer weiten Station, wo unter Benutzung eines Spiegels, einer Vergrößerungslinse und einer Photozelle Messungen angestellt werden. Eine genaue Beschreibung unter Angabe der vielseitigen Verwendungsmöglichkeit befindet sich im Dezemberheft 1935 des Journal of Terrestrial Magnetism. *Fritz Hänsch.*

R. Grandmontagne. Photomètre enregistreur pour la lumière du ciel nocturne. Premiers résultats. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 10 S, 1936, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 381.] Es wird über Messungen des Lichtes vom nächtlichen Himmel berichtet, die auf dem Observatorium von Lyon angestellt wurden. Der Strom einer photoelektrischen Zelle wird laufend photographisch registriert. Bisher liegen nur Aufzeichnungen von klaren Nächten bei Neumond vor. Es wird besonders die Empfindlichkeit der Zelle untersucht; die vorhandenen Werte werden weiter miteinander verglichen. *Fritz Hänsch.*

F. Ackerl und F. Hopfner. Niveausphäroid und Hauptträgheitsellipsoid. Gerlands Beitr. 46, 456, 1936, Nr. 4. Berichtigung. Vgl. diese Ber. S. 1100. Verff. geben an, daß die in der Fußnote 1 ihrer Arbeit angestellte Überlegung über die Größenordnung von $4\pi f\varrho$ unrichtig ist. *Dede.*

Richard Schumann. Bericht über weitere Untersuchungen zur Polhöhenschwankung. Wiener Anz. 1936, S. 33—34, Nr. 5. Den Untersuchungen liegen Ergebnisse des internationalen Breitendienstes Bd. VII zugrunde. Die dort angegebene Polbahn unterscheidet sich nach Augenschein allein wenig von ihren Vorgängern, doch wird auch hier wenig Rücksicht auf systematische Unstimmigkeiten genommen. Wie früher bereits hervorgehoben, besteht die Möglichkeit von Ursachen mit nahezu halb- oder ganztägiger Periode. Ab 1922,7 treten Verkleinerungen der Polhöhenschwankung und der Polbahnkoordinaten ein.

Abhängigkeit einer realen Polbahn von der Tageszeit scheint wenig plausibel. Weitere Aufklärung erfordert Ausbau von Beobachtungsprogramm und Methode der Berechnung, empfohlen werden $\Delta\delta$ -freie Methoden nach Verf. und Ledersteger. *Süttele.*

H. Kröneke. Zur Bestimmung der Gravitationskonstante. ZS. f. Unterr. 49, 80—82, 1936, Nr. 2. Der Verf. gibt verschiedene Verfahren zur Auswertung der Anzeigen der Drehwaage an. *Brandt.*

Chûji Tsuboi and Takato Fuchida. Supplementary Notes on the Most Suitable Formula for the Japanese Gravity Values. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 555—557, 1935, Nr. 3. Aus 122 nach der Helmertschen Kondensationsmethode reduzierten Schwerewerten japanischer Stationen berechnet man die Schwereformel

$$\gamma = 977,998 \cdot (1 + 0,005\,538 \sin^2 \varphi),$$

$$\quad \quad \quad \pm 19 \quad \quad \quad \pm 53$$

der die Abplattung $1:319,5 \pm 5,4$ entspricht.

K. Jung.

Kumizi Iida. Changes in Rigidity and Internal Friction of Amorphous Silica with Temperature. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 665—679, 1935, Nr. 3. Mit einem kurz beschriebenen Apparat werden Starrheit und innere Reibung von Quarzdrähten bestimmt. Im Gegensatz zu den Metallen wächst beim amorphen Quarz der Starrheitsmodul mit der Temperatur und erreicht ein Maximum bei etwa 1000°C . Er beträgt bei Zimmertemperatur etwa $2,93 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$, sein Temperaturkoeffizient 0,000 111. Der Koeffizient der inneren Reibung ist bei niedrigen Temperaturen von der Größenordnung 10^6 CGS-Einheiten und fast konstant. Bei höheren Temperaturen steigt er mit wachsender Temperatur an, von etwa 600° an beträchtlich. Diese Ergebnisse sind für Untersuchungen des physikalischen Zustands des Erdinnern von Bedeutung. *K. Jung.*

Seiti Yamaguti. Relations between Earthquakes and Precipitation, Barometric Pressure, and Temperature. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 569—574, 1935, Nr. 3. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The M_2 Seismic Waves. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 471—474, 1935, Nr. 3. In theoretischen Untersuchungen haben die Verff. die Existenz einer zweiten Art von Rayleigh-Wellen (M_2) in geschichtetem Medium nachgewiesen. Diese Wellen sind auch vorhanden, wenn Dichte und elastische Eigenschaften in Grund- und Deckschicht nur wenig verschieden sind. Man kann zwei Arten von M_2 -Wellen (M_2 , M_2') mit verschiedenen Dispersions-eigenschaften und Schwingungsformen unterscheiden. Beide M_2 -Wellen sind in dem in Tokio aufgezeichneten Seismogramm des indischen Bebens vom 15. Januar 1934 zu erkennen. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The Rate of Damping in Seismic Vibrations of a Surface Layer of Varying Density or Elasticity. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 484—494, 1935, Nr. 3. Theoretische Untersuchungen über die Fortpflanzung einer aus dem tiefen Medium eintreffenden Erdbebenwelle bis zur Oberfläche der Deckschicht, wenn die Starrheit der Deckschicht mit der Tiefe linear zu- oder abnimmt. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Decay in the Seismic Vibrations of a Simple or Tall Structure by Dissipation of their Energy into the Ground. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 681—696, 1935, Nr. 3. Hauptursache der verhältnismäßig geringen Beanspruchung von Bauwerken bei Erdbeben-

erschütterungen ist die Rückstrahlung oder Streuung der Bebenenergie in den Untergrund. Das Verhalten verschieden konstruierter Gebäude bei verschiedenartigen Erschütterungen wird theoretisch untersucht. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Framed Structure. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 698—714, 1935, Nr. 3. Bei früheren theoretischen Untersuchungen haben die Verff. angenommen, daß die Erdbebenschwingungen am Fuße eines Gebäudes denen der freien Erdoberfläche gleich sind. Da ein Gebäude wesentlich andere elastische Eigenschaften hat als der Erdboden und ein großer Teil der Erdbenenenergie unter dem Gebäude in den Untergrund zurückgestrahlt wird, sind diese Annahmen nicht zulässig. Die Berechnungen über die Erdbebenschwingungen mehrstöckiger Gebäude werden aufs neue durchgeführt. Aus den Ergebnissen können einige allgemeine Regeln für erdbebensichere Konstruktionen abgeleitet werden. *K. Jung.*

James B. Macelwane. Problems and progress on the geologicoseismological frontier. Science (N. S.) 83, 193—198, 1936, Nr. 2148. *K. Jung.*

V. C. Stechschulte. Deep-focus earthquakes and isotasy. Science (N. S.) 83, 206, 1936, Nr. 2148. Es ist nicht wahrscheinlich, daß tiefe Erdbeben durch plötzliche Bildung von Verwerfungen entstehen, wenn auch die Unmöglichkeit dieses Vorgangs in einigen hundert Kilometern Tiefe nicht erwiesen ist. Das augenfällige Vorherrschen von Scherungswellen bei einigen tiefen Beben deutet eher auf explosive Vorgänge im Herd. In diesem Falle wäre zu erwarten, daß im allgemeinen die Richtung des ersten Stoßes bei den tiefen Beben die gleiche ist, jedoch trifft dies nach den bisherigen Beobachtungen nicht zu. Da die Herde tiefer Beben nur in beschränkten Gebieten gefunden wurden, ist anzunehmen, daß auch die tieferen Erdschichten nicht kugelsymmetrisch aufgebaut sind, und es sind Zusammenhänge mit dem isostatischen Verhalten der Erdkruste zu erwarten. *K. Jung.*

N. A. Haskell. The Motion of a Viscous Fluid Under a Surface Load. Part II. Physics 7, 56—61, 1936, Nr. 2. Im Anschluß an eine frühere Arbeit wird die Wirkung einer schweren Last auf der Oberfläche einer sehr zähen Flüssigkeit berechnet, wenn die Last die Form eines unendlich langen Streifens mit parallelen Rändern hat. Es werden einfache Gleichungen für die Form der Oberfläche in jedem Augenblick der Bewegung und für die Grenzwerte der Formänderung bei Erreichung des hydrostatischen Gleichgewichts abgeleitet. Mit dem früher ermittelten Wert für die mittlere Zähigkeit der Erde ergibt sich für den Druck des Kontinentaleises bei einer Ausdehnung von 2000 km die Erreichung des Gleichgewichts nach etwa 18 000 Jahren. *Erk.*

Genrokuro Nishimura and Kiyoshi Kanai. On the Effect of Discontinuity Surfaces on the Propagation of Elastic Waves. VI. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 519—539, 1935, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Theoretische Untersuchungen über die Fortpflanzung von elastischen, harmonischen und unendlichen Wellenzügen in zwei Schichten, von denen die eine der unendliche Halbraum, die andere eine Deckschicht ist. Es wird vorausgesetzt, daß die beiden Schichten aneinander gleiten können. Außerdem werden die Schwingungsbewegungen beider Schichten bei auf die Grundfläche einwirkenden Stößen untersucht. *Schmerwitz.*

Genrokuro Nishimura. On the Effect of Discontinuity Surfaces on the Propagation of Elastic Waves. VII. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 540—554, 1935, Nr. 3. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) Die gleichen Untersuchungen wie in der vorangehenden Arbeit, jedoch für den Fall, daß die beiden Schichten fest zusammenhängen. *Schmerwitz.*

J. P. Rothé. Etude de quelques problèmes de magnétisme terrestre. Explication de la variation diurne du champ. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 148 S—149 S, 1936, Nr. 1. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 380.] Ein Auszug über eine Zusammenstellung der Ergebnisse der französischen Polarjahr-Expedition nach Scoresby-Sund. Sie betrifft vor allem Nordlichtuntersuchungen und die tägliche Variation der magnetischen Deklination.

Schmerwitz.

Charles Poisson et André Savornin. Les anomalies magnétiques au sommet du Rantoandro. C. R. 202, 806—809, 1936, Nr. 10. In Madagaskar wurden die bereits 1904 von E. Golin gefundenen sehr hohen lokalen magnetischen Störungen mit etwa doppelter als normaler Vertikalintensität und einer Deklinationsabweichung von 94° West durch neue genauere Vermessung bestätigt. Da die Ausdehnung der Störungen jedoch nur 10 bis 15 m umfaßt, ist eine Beeinträchtigung z. B. für die Luftnavigation nicht zu befürchten.

Schmerwitz.

A. Durig und W. Schmidt. 50 Jahre Sonnblick-Observatorium. Meteorol. ZS. 53, 105, 1936, Nr. 3.

John Putnam Marble. Lead-Uranium Ratio of Siliceous Pitchblende from Great Bear Lake, N. W. T., Canada, and its Possible Age. Journ. Amer. Chem. Soc. 58, 434—437, 1936, Nr. 3.

Dede.

H. Israël-Köhler, L. Ameely und E. Opitz. Radiumemanation in Bodenluft als Heilmittel. S.-A. Klinische Wochenschr. 15, 381—384, 1936, Nr. 11. Die Verf. machen Angaben über den Gehalt der Bodenluft an Radiumemanation in Beziehung zum geologischen Unterbau und über die Anreicherung der Emanation in geschlossenen Gebäudeteilen in der Nachbarschaft emanierender Spalten. Es werden Vorschläge zur Ausnutzung dieses Emanationsvorkommens gemacht.

Dede.

J. Böhme. Neuere Blitzforschung. ZS. f. Unterr. 49, 83—85, 1936, Nr. 2. Zusammenfassender Bericht.

Brandt.

A. Wheeler Nagy. An experimental study of parasitic wire reflectors on 2,5 meters. Proc. Inst. Radio Eng. 24, 233—254, 1936, Nr. 2. Experimentelle Untersuchung der Energieverteilung in einer horizontalen Ebene, herührend von einer vertikalen Antenne und parallel aufgestellten parasitären stabförmigen Leitern. Die Reduktion von Streustrahlung auf ein Minimum mittels besonderer Apparaturen führt zu einer Symmetrie der polaren Strahlungsgebilde und macht es möglich, die Abhängigkeit der vor- und rückwärtigen Strahlung, der Richteigenschaft aus den Dimensionen des Reflektorsystems abzuschätzen. Typische Polarverteilung von Einfach-, Doppel-, trigonalen, trapezförmigen, ebenen und parabolischen Systemen werden behandelt. Der Abstand zwischen Antenne und Reflektor für optimale Vorwärtsstrahlung, für ebene und andere Vielfachdrahtanordnungen hängt im allgemeinen von der Zahl, Länge und Ausdehnung der Reflektorelemente ab. Die besondere Behandlung des parabolischen Reflektors zeigt die theoretische und experimentelle Übereinstimmung der Ergebnisse. Sie werden dazu benutzt, eine theoretische Formel von Ollendorff zu bestätigen.

Winckel.

R. M. Langer. Radio Noises from the Galaxy. Phys. Rev. (2) 49, 209—210, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Experimente von Jansky zeigen, daß ein beträchtlicher Teil der Strahlung aus der Milchstraße in einem Wellenlängengebiet von etwa 16 m liegt. Astronomische Beobachtungen erklären die Existenz in der Milchstraße aus kalter Materie, in der Partikel von 1μ Größe vorkommen. Die verdünnte stellare Strahlung im interstellaren Raum ionisiert die feste Materie, bis Elektronen, so schnell wie die Strahlung sie fortbewegt, ein-

gefangen werden. Die normale Partikel hat mehrere hundert Elektronen, die so im Durchschnitt fortionisiert werden. Wenn ein Elektron mit solch einem Partikel rekombiniert, wird die zu erwartende Strahlung eine Komponente erhalten, die den Energiedifferenzen zwischen benachbarten quantenhaften Zuständen der Elektronen entspricht. Diese Energiedifferenzen hängen von den Dimensionen der Partikel ab. Für die 16 m-Wellenlänge ist eine Größe von 1μ erforderlich. Die Intensität der Strahlung überrascht auch nicht, wenn man bedenkt, daß das durch den Staub absorbierte Sternenlicht in seinen eigenen charakteristischen Wellenlängen wieder ausgestrahlt werden muß. *Winckel.*

G. Déjardin. A propos de la présence des bandes de Vegard-Kaplan dans les spectres du ciel nocturne et de l'aurore boréale. (Rectifications et Compléments.) Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 10 S—11 S, 1936, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 381.] Es werden verschiedene Richtigstellungen und Ergänzungen angeführt, die sich auf die Linien von Vegard-Kaplan im Spektrum des nächtlichen Himmels- und des Nordlichtes beziehen.

Fritz Hänsch.

Jean Cabannes et Jean Dufay. Peut-on identifier certaines radiations du ciel nocturne avec des bandes Schumann-Runge de la molécule d'oxygène? C. R. 202, 365—367, 1936, Nr. 5. Die Verff. prüfen, ob sich die Schumann-Runge-Banden des Sauerstoffs im Spektrum des Nachthimmelleuchtens finden. Die Lage der zu erwartenden Banden läßt sich nach den von Ossenbrüggen und von Curry und Herzberg aufgestellten Formeln für das Schwingungsspektrum des O_2 -Moleküls berechnen. Die Intensitätsverteilung innerhalb dieses Systems läßt sich aus der beobachteten Intensitätsverteilung im Vegard-Kaplan-Bandensystem des Nachthimmelleuchtens und aus den Anregungsdaten des Sauerstoffmoleküls ableiten. Intensive O_2 -Banden treten nach diesem Vergleich im Nachthimmelleuchten nicht auf. Dagegen lassen sich einige im Nachthimmelleuchten gemessene und noch nicht identifizierte Banden bei: 3872, 4127, 4371, 4407, 4457, 4514, 4675, 4707, 4711, 4816, 4823 und 4904 Å mit einiger Wahrscheinlichkeit als Banden des Schumann-Runge-Systems deuten. *Frerichs.*

Jean Cabannes, Jean Dufay et Junior Gauzit. Sur la présence de radiations de longueurs d'onde inférieures à 3000 Å dans le spectre du ciel nocturne et l'existence probable de deux couches luminescentes dans la haute atmosphère. C. R. 202, 612—614, 1936, Nr. 8. Im Spektrum des Nachthimmelleuchtens treten unterhalb 3000 Å bei 2975 und 2963 Å Banden auf. Diese Banden liegen in dem Gebiet, wo das Ozon der Atmosphäre schon stark absorbiert, sie können daher nicht aus einer Atmosphärenschicht herrühren, die höher als die Ozonschicht liegt. Im Gegensatz dazu treten die übrigen Banden des Nachthimmelleuchtens, die mit den Nordlichtlinien und Banden übereinstimmen, in den großen Höhen des Nordlichtes auf. Die Verff. kommen daher zu dem Schluß, daß das Nachthimmelleuchten an zwei räumlich getrennten Stellen der Atmosphäre auftritt. In den obersten Schichten werden die Banden des Nachthimmelleuchtens durch kosmische Elektronen angeregt. Die beiden genannten Banden dagegen stehen in ursächlichem Zusammenhang mit dem Ozonzerfall. Nach den Verff. zerfällt Ozon: $O_3 = O_2(^1\Sigma) + O(^1S_0)$. Letztere Atome können über die Übergänge 5577 und 6300—64 Å zum Grundzustand des Sauerstoffatoms zurückkehren. Der direkte Übergang $^1S_0 - ^3P_2$ führt zu einer bisher im Laboratorium noch nicht beobachteten Linie 2958,3 Å, die fast vollständig mit der von Gauzit entdeckten ultravioletten Nachthimmellinie 2958 Å übereinstimmt.

Frerichs.

Arno Gastell. Über eine Apparatur mit neuartiger Kompensationsvorrichtung zur gleichzeitigen Messung der Ionisationsstöße und der Intensität der Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **97**, 403—413, 1935, Nr. 7/8. Der Verf. hat eine vollautomatische Apparatur mit großer Ionisationskammer (Volumen 500 Liter) zur gleichzeitigen Messung von Stößen und Ultrastrahlungsintensität beschrieben. Durch Rotation zweier um 180° versetzter Drehkondensatoren kann ein regulierbarer, konstanter Strom zur Kompensation der durch die Ionenabscheidung hervorgerufenen Aufladung auf das System influenziert werden, wobei die Gesamtkapazität und damit die Ladungsempfindlichkeit des Systems konstant bleiben. Die Bewegung des Elektrometerfadens wird durch einen auf einer rotierenden Trommel befestigten Filmstreifen dauernd registriert. Sämtliche zum Betrieb der Anordnung nötigen Schaltungen werden von einer Schaltuhr betätigt. Es wird eine bequeme Methode zur Ausmessung der Stoßgrößen angegeben. *Fröhlich.*

Arno Gastell. Experimentelle Untersuchungen über die Ionisationsstöße der Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **97**, 414—435, 1935, Nr. 7/8. Der Verf. untersucht mit vorstehend beschriebener Apparatur die Druckabhängigkeit der Stöße bis 10 at CO_2 Fülldruck und findet innerhalb seiner Meßgenauigkeit für die jeweils 30 größten Stöße den gleichen Druckanstieg wie für γ -Ionisation. Die Druckkurve der mittleren Stoßgröße von sämtlichen Stößen verläuft steiler, da die kleinen Stöße wegen schlechter Sättigung mit steigendem Druck mehr und mehr verloren gehen. Der Gasdruck übt auf die wirkliche Stoßhäufigkeit wahrscheinlich nur geringen Einfluß aus. Beim Übergang von allseitiger Panzerung zu streifenförmigem Panzer und schließlich zu Messungen bei ungepanzelter Kammer wird eine Zunahme der mittleren Stoßgröße festgestellt. Die zeitliche Verteilung der Stöße erfolgt nach Wahrscheinlichkeitsgesetzen. Die Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit von der durch Ultrastrahlung erzeugten Sekundärstrahlung wird untersucht, ebenso der Einfluß verschiedener Panzermaterialien. Es wird bei Streifenpackung verschiedener Materialien für die Gruppe der kleinsten Stöße (1 bis $7 \cdot 10^6$ EQ) ein Barometereffekt von $(5,4 \pm 1) \%$ pro mm Hg bezüglich der Stoßhäufigkeit gefunden. Die größeren Stoßgruppen sowie Messungen mit allseitig 10 cm Bleipanzer zeigen keinen Barometereffekt. Eine Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit von der Tageszeit ist sehr wahrscheinlich. *Fröhlich.*

R. Hilgert und W. Bothe. Zur Struktur der kosmischen Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **99**, 353—362, 1936, Nr. 5/6. Untersucht werden Zwei- und Vierfachkoinzidenzen, hervorgerufen durch die Teilchenstrahlen, welche in Bleiplatten verschiedener Flächenausdehnung entstehen. Während in freier Luft die Wirkung einer ausgedehnten Fläche sich additiv aus den Wirkungen ihrer Teilflächen zusammensetzt, ist sie unter einem Kohlefilter erheblich größer als die Summe der Teilwirkungen. Dies wird dahin gedeutet, daß die teilchenauslösende Strahlung, ähnlich wie die Teilchengarben selbst, eine Bündelstruktur besitzt, so daß an verschiedenen Stellen des Bleistrahlers gleichzeitig Teilchen oder Garben ausgelöst werden. *Bothe.*

E. G. Steinke. (Mitgeteilt nach Messungen im Rahmen einer Arbeitsgemeinschaft der Herren V. F. Hess, R. Steinmaurer, C. O'Brolchain, B. F. J. Schonland, B. Delatizky und H. Nie.) Ultrastrahlung und Nova Herculis. *ZS. f. techn. Phys.* **16**, 397—400, 1935, Nr. 11. *Phys. ZS.* **36**, 791—794, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Das Auftreten der Nova Herculis im Dezember 1934 schien eine Möglichkeit zur Klärung der Frage zu geben, ob die Entstehung der kosmischen Ultrastrahlung ganz oder teilweise auf neu auf-

flammende Sterne zurückzuführen sei. Eine Arbeitsgemeinschaft von mehreren Stationen auf der ganzen Erde hat den zeitlichen Gang der Ultrastrahlungsintensität vor und während des Aufflammens der Nova Herculis registriert. Das Ergebnis dieser mit Ionisationskammern arbeitenden Stationen spricht nicht dafür, daß die Nova Herculis eine Strahlungszunahme von auch nur einigen Promille verursacht hat. Einige beobachtete minimale Strahlungserhöhungen lassen sich leicht als „Intensitätsschleifen“ deuten, wie sie häufig bei extremalen Barometerständen beobachtet werden. Verschieden gepezte Apparaturen (Hess) zeigen beim Aufkommen der Nova keine Verschiebung des Intensitätsverhältnisses; auch der tageszeitliche Gang ist derselbe geblieben. *Nie.*

Hugh Carmichael. The Nature of Large Cosmic-Ray Bursts. Proc. Roy. Soc. London (A) 154, 223—245, 1936, Nr. 881. Mit einer eisernen Ionisationskammer von 175 Liter wirksamem Volumen wird unter Ausmerzung radioaktiver Störstrahlen und Berücksichtigung der primären Ionisationsschwankungen der Einfluß der Gasfüllung und der Panzerstärke auf die Ionisationsstöße der Höhenstrahlung untersucht. In erster Näherung ist bei Atmosphärendruck mindestens die Größe der stärkeren, einige tausend Einzelstrahlen umfassenden Stöße in Ar, N₂ und H₂ proportional der Hüllelektronendichte dieser Gase. Die Form des Anstieges der Stoßgröße mit dem Gasdruck schließt stark ionisierende Teilchen (schwere Kerntümer) großer Reichweite von der Stoßerzeugung aus. Die Übergangskurve Luft—Blei für große Stöße ähnelt der für Schauer, so daß mit großer Wahrscheinlichkeit auch die größten Stöße lediglich als besonders ergiebige Schauer aufzufassen sind. Vergleichsmessungen mit einer kleinen Hochdruckkammer zeigen, daß die Stöße nicht den ganzen Ionisationsraum gleichmäßig erfüllen. Die Häufigkeitsverteilung der Stoßgrößen läßt kein Maximum erkennen. *Erwin Miehl nickel.*

Iver Igelsrud with Thomas G. Thompson. Equilibria in the Saturated Solutions of Salts Occurring in Sea Water. I. The Ternary Systems MgCl₂—KCl—H₂O, MgCl₂—CaCl₂—H₂O, CaCl₂—KCl—H₂O and CaCl₂—NaCl—H₂O at 0°. Journ. Amer. Chem. Soc. 58, 318—322, 1936, Nr. 2. *Dede.*

A. Keith Brewer. A Mass-Spectrographic Determination of the Constancy of the Atomic Weight of Potassium in Ocean Water. Journ. Amer. Chem. Soc. 58, 370—372, 1936, Nr. 2. Verf. untersucht auf massenspektroskopischem Wege das Isotopenverhältnis K³⁹/K⁴¹ und findet bei allen 14 von ihm gemessenen Proben, die teils an der Oberfläche, teils aus Tiefen bis 2500 m entnommen sind, dieses konstant zu 14,20. Das daraus berechnete Atomgewicht des Kaliums beträgt 39,094, welcher Wert nahe mit dem von der internationalen Kommission angenommenen übereinstimmt. *Dede.*

Katsutada Sezawa. Growth and Decay of Seiches in an Epicontinental Sea. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 177—179, 1935, Nr. 5. Auch in offenen japanischen Gewässern ohne seitliche Begrenzung sind Seiches beobachtet, die freilich schnell abklingen. Der Verf. untersucht die Frage mathematisch, indem er annimmt, vor einer geraden Küste breite sich eine Flachsee von konstanter Tiefe aus, die dann plötzlich in eine Tiefsee, ebenfalls von konstanter Tiefe übergehe, von der wellenartige Störungen herkommen; er gibt in der vorliegenden Notiz die Schlußformeln an (ohne den Gang der Rechnung und die Ausgangsgleichungen mehr als nur andeutungsweise zu erwähnen), und findet sie in Übereinstimmung mit den Beobachtungen. *H. Thorade.*

Masito Nakano. On the Depth Distribution of Hakodate Bay as Influenced by the Action of Prevailing Winds. Proc. Imp. Acad.

Tokyo 11, 180—182, 1935, Nr. 5. Die anschwellende und abnagende Wirkung des Meeres infolge seiner durch den Wind erzeugten Bewegung wird in erster roher Näherung dargestellt durch die Formel $\Phi(s) = F(r) \cdot \cos(\vartheta - \vartheta_0)$. Hier bedeutet s eine von einem willkürlichen Anfang aus längs des Strandes gemessene Strecke, r die Normale zur Strandlinie bis zur gegenüberliegenden Küste, ϑ und ϑ_0 die Richtung der Normalen und die mittlere Windrichtung, von Nord aus gegen den Uhrzeiger gerechnet. Ferner berechnet der Verf. die mittlere Tiefe des Meeres für eine Anzahl Streifen konstanter Breite entlang der Küste und stellt die Abweichungen der Tiefe vom Mittel als Funktion von s fest. Er findet zwischen beiden Kurven eine gewisse Übereinstimmung, woraus er auf eine beträchtliche Mitwirkung des Windes bei der Ausgestaltung der Tiefenverhältnisse schließt.

H. Thorade.

Masito Nakano. Depth Distribution of Mano Bay (Sado Island) as Influenced by the Action of Prevailing Winds. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 183—185, 1935, Nr. 5. Die Methode ist dieselbe wie in der vorstehend besprochenen Arbeit. Während aber die Bucht von Hakodate wesentlich unter dem Einflusse aufländiger Winde stand (in einer früheren Arbeit über die Suttubucht wurden ablandige Winde behandelt), kommen hier noch Meeresströmungen hinzu. Trotzdem läßt sich ein Einfluß des Windes nachweisen.

H. Thorade.

W. W. Šulejkin. On the voice of the sea. C. R. Moskau (N.S.) 3, 259—262, 1935, Nr. 6. Auf Grund der Wahrnehmung, daß auf See ein mit Wasserstoff gefüllter Pilotballon eine unangenehme Wirkung auf das Trommelfell hat, wenn er sehr nahe an das Ohr gebracht wird, wurde ein solcher Ballon mit einem Spiegel versehen, um seine etwaigen Bewegungen aufzuzeichnen. Bei einer Beobachtung am Schwarzen Meere wurden subakustische Schwingungen von 2 bis 12 Hertz gefunden, deren Entstehung wahrscheinlich auf das Strömen der Luft über die Meereswellen hinweg zurückzuführen ist, und die als „Stimme des Meeres“ bezeichnet werden. Der Verf. berechnet ihre Energie und spricht die Meinung aus, daß die Erscheinung vielleicht bei der Sturmvorhersage Dienste leisten könnte.

H. Thorade.

Georges Claude. Sur la campagne de la Tunisie. C. R. 200, 1454—1458, 1935, Nr. 17. Die Auslegung zweier Bojen auf 660 m Tiefe wird ausführlich beschrieben. Die bekannte Veränderlichkeit der Wassertemperatur in der Tiefe, die seit einer Reihe von Jahren den Gegenstand eingehender Untersuchungen des „Armauer Hanken“, „Meteor“ usw. bildete, ist auch von der „Tunisie“ bemerkt worden. Eine Skizze der Maschine mit abgeänderter Kalkulation ist beigelegt.

H. Thorade.

A. Defant. Der äquatoriale Gegenstrom. Berl. Ber. 1935, S. 450—472, Nr. 18. Nach der meist als maßgebend angesehenen älteren Ansicht Krümmels ist der nach Osten fließende äquatoriale Gegenstrom als Symmetrieachse zwischen den nach Westen gerichteten Äquatorialströmen eingeschaltet und ist aufzufassen als ein Kompensationsstrom, der jene speist, welche ihrerseits durch die Passate angetrieben werden. Dem tritt der Verf. entgegen, indem er darlegt, daß der Gegenstrom mit dem Kalmengürtel zwischen den Passaten zusammenfällt, welcher im Atlantischen und Großen Ozean nördlich, im Indischen südlich vom Äquator liegt, und daß er auch den jahreszeitlichen Änderungen der Passatgrenzen folgt. Gerade die unsymmetrische Lage des Kalmengürtels ist es nach Defant, die im Zusammenwirken mit der zum Äquator symmetrischen ablenkenden Kraft der Erdumdrehung den Gegenstrom erzeugt: Die Ablenkungskraft bewirkt, daß der Wasserspiegel des Süd-Äquatorialstromes auf der Südhalbkugel nach Norden geneigt ist,

vom Äquator an aber nach Norden ansteigt, so daß sich am Äquator eine Mulde bildet. Der Anstieg würde sich in den nördlichen Äquatorialstrom hinein fortsetzen, wenn nicht der Kalmengürtel durch den Fortfall der Antriebskraft eine Unterbrechung brächte. So aber entspricht dem dynamischen Gleichgewicht eine zweite Mulde an der Südgrenze des nördlichen Äquatorialstromes, und zwischen beiden Mulden verläuft ein Rücken, dessen südlicher Abhang vom südlichen Äquatorialstrom eingenommen wird, dessen nördlicher Abhang jedoch durch sein Gefälle den Gegenstrom erzeugt. Die Sprungschicht zwischen dem leichten Oberflächen- und dem schweren Tiefenwasser muß alsdann die entgegengesetzten Unebenheiten haben. Diese Auffassung stützt der Verfasser durch die von Sverdrup bearbeiteten Beobachtungen der „Carnegie“ im Stillen und durch die ausführlichen Ergebnisse der „Meteor“-Expedition im Atlantischen Ozean. H. Thorade.

S. F. Grace. Tides in a channel. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 302—310, 1935, Nr. 8. Der Verf. wendet eine früher von ihm entwickelte Theorie der Gezeitenwelle in gedrängter Kürze an 1. auf einen rechteckigen, an einem Ende geschlossenen Kanal von 100 km Länge und 100 km Breite, dessen Boden bis 100 km vor dem geschlossenen Ende in 1000 m Tiefe liegt, sich in den letzten 100 km aber plötzlich auf 50 m Tiefe erhebt; 2. auf einen ebensolchen, der jedoch überall 762,5 m tief ist. Die Flutstunden- und Hublinien werden in zwei Abbildungen dargestellt. Es zeigt sich, daß im zweiten Falle der Gezeitenstrom an der Mündung des Kanals $1\frac{1}{2}$ mal so stark sein muß, um den gleichen Hub am geschlossenen Ende zu erzeugen wie im ersten Falle. — Die sodann behandelten Beispiele 3. und 4. sind Anwendungen einer von Proudman aufgestellten Theorie einer fortschreitenden Welle von der Erhebung $\zeta = Z(y) \cos(\sigma t - \kappa x)$ in einem in der x -Richtung unendlichen Kanal (σ = Frequenz, κ = Wellendichte oder Gedrängtheit): In einem Kanal von konstantem parabolischem Querschnitt $h = h(1 - y^2/a^2)$ ist der Wellenkamm nicht waagrecht, sondern er steigt, wie z. B. Airy behauptete, zwar nach den seichten Ufern zu an, doch nur sehr wenig: Für Halbtagstiden am Äquator ergibt sich, wenn $a = 100$ km, $h = 100$ m und A die Amplitude in der Kanalmitte ist, $Z/A = 1 + 0,051 y^2/a^2$, für Eintagstiden $Z/A = 1 + 0,013 y^2/a^2$. Am Nordpol wird $Z/A = e^{-0,569 y/a}$ für die Halbtagstide, während nach Lord Kelvin bei rechteckigem Querschnitt $Z/A = e^{-0,548 y/a}$ ist. Fall 4 endlich betrifft einen Kanal (am Äquator) von der Breite $a_1 + a_2$, wobei von $y = -a_1$ bis $y = 0$ die Tiefe $= h_1$, von $y = 0$ bis $y = +a_2$ aber $= h_2$ ist. Die Amplitude ist für die negative Seite des Kanals

$$Z = A \cdot \cos[\sqrt{\beta_1 + \lambda}(y + a_1)/a] : \cos[\sqrt{\beta_1 + \lambda} \cdot a_1/a]$$

für die positive

$$Z = A \cdot \cos[\sqrt{\beta_1 + \lambda}(y + a_2)/a] : \cos[\sqrt{\beta_2 + \lambda} \cdot a_2/a],$$

wo

$$\lambda = \kappa^2 a^2, \beta_1 = \sigma^2 a^2 / g h_1, \beta_2 = \sigma^2 a^2 / g h_2$$

bei passend gewähltem a ist. In einem Kanal von 200 km Breite, $a_1 = a_2 = a = 100$ km, und den Tiefen $h_1 = 50$ m, $h_2 = 100$ m, ist der Unterschied gering: am seichten Ufer ist $Z/A = 1,07$, am tiefen $= 0,97$; aber für $a_1 = 100$ km, $a_2 = 300$ km, $h_1 = 50$ km, $h_2 = 1000$ m ergibt sich bzw. 1,19 und 0,97, was eine Steigerung des Tidenhubs um fast $\frac{1}{5}$ an der flachen Seite bedeutet. Das letztgenannte Beispiel bietet auch einen, wenn auch mehr grundsätzlichen Einblick in die Vorgänge an einer Küste mit vorgelagertem Schelf, längs deren eine Gezeitenwelle fortschreitet.

H. Thorade.

Fritz Engelmann. Die Singularität im Druckverlauf Ende November, ihr innerer Aufbau und ihr Einfluß auf den Tempe-

raturverlauf Europas im Dezember (Weihnachtstauwetter). Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 7, 1—52, 1935, Nr. 1.

B. Haurwitz. On the change of wind with elevation under the influence of viscosity in curved air currents. Gerlands Beitr. z. Geophys. 46, 456, 1936, Nr. 4. Berichtigung. Vgl. diese Ber. S. 491. *Dede.*

Fedor Schwandke. Die innere Reibung der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Luftmasse. Diss. Leipzig 1935, 38 S. Es ist für verschiedene Luftmassen (maritim polare Kaltluft, maritim subpolare Warmluft, maritim subtropische Warmluft; kontinental polare Kaltluft, kontinental subtropische Warmluft) der Verlauf des turbulenten Austauschkoeffizienten in Abhängigkeit von der Höhe untersucht worden. Der Austauschkoeffizient wird nach einem von Solberg angegebenen graphischen Verfahren aus der Windverteilung nach der Höhe und dem aus der Wetterkarte entnommenen Druckgradienten ermittelt. Der Vergleich der Kurven für die fünf verschiedenen Luftkörper läßt im Charakter der Austauschverteilungskurven eine deutliche Übereinstimmung aller Polarluftkörper gegenüber allen subtropischen erkennen. Bei den polaren Luftkörpern liegt das Maximum des Austausches am Boden und ein zweites geringeres Maximum in etwa 400 m Höhe. Bei den subtropischen Luftkörpern ist durchweg nur ein einziges Maximum in etwa 150 m Höhe vorhanden. — Außerdem wurde eine Korrelation zwischen der Stabilität infolge Temperaturschichtung und der Größe des Austauschkoeffizienten festgestellt: erhöhte Stabilität verursacht Abnahme des Austauschkoeffizienten.

H. Schlichting.

F. Löhle. Über Luftlichtmessungen im Schwarzwald. S.-A. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 23, 129—142, 1936. *Dede.*

Wolf-Egbert Schiele. Zur Theorie der Luftspiegelungen, insbesondere des elliptischen Falles. Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig (2) 7, 101—188, 1935, Nr. 3. Nach einer kurzen Einleitung, in der die Gedanken der Arbeit entwickelt werden, gibt Verf. einen ausführlichen Überblick über die bisherigen theoretischen Behandlungen des Luftspiegelungsproblems. Die wirklichen atmosphärischen Verhältnisse wurden idealisiert, indem fast ausschließlich solche Fälle behandelt wurden, in denen der Brechungsindex entweder auf parallelen Ebenen oder auf konzentrischen Kugelschalen konstant ist (der ebene und der sphärische Fall). In der vorliegenden Arbeit wird ein dritter, der elliptische, hinzugefügt, bei dem der Brechungsindex auf konfokalen oder auf ähnlichen und ähnlich gelegenen Ellipsoiden konstant ist. Im ersten Teil wird auf Grund des heutigen Standes des Beobachtungsmaterials und einigen theoretischen Überlegungen die Entstehung der Luftspiegelung nach unten dadurch erklärt, daß die Zustandskurve im Temperaturhöhendiaagramm hyperbelähnliche Form besitzt, wobei die größten Gradienten in der bodennächsten, wenige Zentimeter starken Luftschicht von ausschlaggebender Bedeutung sind. Im elliptischen Falle nehmen die bereits vorhandenen allgemeinen Differentialgleichungen der Lichtfortpflanzung eine Form an, die zur Zeit nur lösbar erscheint in Analogie zwischen Optik und Mechanik, indem die Aufgabe auf die Bestimmung der Bahnkurve eines freien Massenpunktes zurückgeführt und die Störungsrechnung herangezogen wird. Die vollständige Durchrechnung eines Beispiels ist einer späteren Veröffentlichung vorbehalten.

H. Ebert.

E. Vassy. L'ozone atmosphérique. Quelques aspects actuels de la question. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 9 S—10 S, 1936, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 381.] Es werden verschiedene allgemeine Fragen über das

Ozon in der Atmosphäre behandelt, wobei besonders auf Untersuchungen von Götz, Meetham und Dobson (Umkehrkurven) einerseits und von Regener (Spektrogramm) andererseits eingegangen wird.

Fritz Hänsch.

Adolphe Lepape and Georges Colange. Helium Content of the Stratosphere and of the Air at the Earth's Surface. *Nature* 137, 459, 1936, Nr. 3463. Im Anschluß an frühere Untersuchungen der Verff. und auf Grund einer Erwiderung von Paneth und Glückauf werden die Ergebnisse über die Feststellungen des Heliumgehalts in der Stratosphäre und in Bodennähe zusammengefaßt, wobei besonders betont wird, daß es sich dabei um Untersuchungen von Helium und Neon zusammen handelt. Der Gasgehalt Helium + Neon wächst in der Stratosphäre schwach an. Der Betrag Helium + Neon ist in den unteren Atmosphärenschichten konstanter als in der Stratosphäre. Auf die Notwendigkeit weiterer Messungen aus der Stratosphäre wird hingewiesen.

Fritz Hänsch.

H. Israël-Köhler und F. Becker. Emanationsgehalt der Bodenluft und Untergrundstektonik. (Die Grundlagen geophysikalischer Aufschlußarbeiten auf Grund von Emanationsmessungen in Bodenluft.) Vorläufige Mitteilung. *Naturwissensch.* 23, 818, 1935, Nr. 48.

G. Ackerlein. Neue Ergebnisse der Emanationsforschung im Erdinneren. *Phys. ZS.* 37, 153—154, 1936, Nr. 5. (Vortrag 20. Tagung Gauver. Thür.-Sachs.-Schles. d. D. Phys. Ges. Leipzig 1936.) Beide Arbeiten berichten über die Möglichkeiten, aus dem Verhalten der radioaktiven Elemente im Boden Aufschlüsse über die tektonische Struktur des Untergrundes zu gewinnen. Die erste Arbeit knüpft an die qualitativ schon lange bekannten Beziehungen des Em-Gehaltes in oberflächennaher Bodenschicht zum tektonischen Aufbau an. Aus einer theoretischen Behandlung der Diffusionsvorgänge in der Bodenluft werden für drei charakteristische Fälle Gesetzmäßigkeiten abgeleitet: Behandelt werden 1. homogener Untergrund; 2. schichtförmige Aktivitätsstörung (stark Ra-haltige Gesteins-, Boden-, Wasser- bzw. Ölschicht in bestimmter Tiefe); 3. linienförmige Störung (Spalten und Verwerfungen). Die „tektonische Deutung“ von Boden-Em-Messungen und ihre methodische und praktische Begrenzung werden besprochen. — In der zweiten Arbeit werden gleichzeitige Messungen von Em-Gehalt (in den Gesteinsporen) und Ra-Gehalt (im Gestein) bei Tiefbohrungen beschrieben und aus dem Verhältnis des Quotienten $V = \varrho_{Em}/\varrho_{Ra}$ zur Untergrundstruktur überraschende Gesetzmäßigkeiten aufgefunden: Der im Vergleich zum Ra-Gehalt relativ hohe Gehalt an Em im Porenvolumen des Gesteins wird so gedeutet, daß das Ra nicht homogen über das ganze Gestein verteilt, sondern offenbar auf den Grenzflächen der einzelnen Kristallindividuen des kristallinen Gefüges konzentriert ist. Die Tiefenfunktion von ϱ_{Em} ist der von ϱ_{Ra} sehr ähnlich, jedoch gegen diese nach geringerer Tiefe zu verschoben; dies wird mit Vorbehalt durch einen mit minimalster Geschwindigkeit aufsteigenden „Erdwind“ gedeutet. Das Verhalten dieses mutmaßlichen Erdwindes in verschiedener Tiefe sowie in der Nähe von tektonischen Störungen wird besprochen. Eine ausführliche Veröffentlichung über diese „radiologische Methode einer Art von Sehen im Erdinneren“ wird in Aussicht gestellt.

H. Israël-Köhler.

Geophysikalische Berichte

N. Richter. Meteorologische Beobachtungen zwischen $+50^{\circ}$ und -35° Breite auf einer astronomischen Forschungsreise im Frühjahr 1933. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 162—168, 1936, Nr. 4. *Dede.*

E. Wanner. Comparaison d'enregistrements sismométriques obtenus par différents appareils. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 18, 53—54, 1936, Jan./Febr. Die Seismographen nach Mainka und nach Quervin Piccard werden untereinander verglichen. Der Seismograph Mainka ergibt für die wahre Bodenbewegung bei Schwingungszeiten kleiner als 4 sec stets zu hohe Werte. Als Fehlerquelle wird die Eigenfrequenz des Übersetzungshebels an diesem Seismographen ermittelt. *Johannes Kluge.*

P. L. Mercanton. De l'estimation de la durée d'insolation par l'héliographe de Campbell-Stokes à boule de verre. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 18, 58—59, 1936, Jan./Febr. Auf Grund systematischer Untersuchung stellt Verf. fest, daß die Sonnenscheindauer mit dem Campbellschen Heliographen auf ein bis zwei Zehntel ihres Betrages bestimmt werden kann. *H. Ebert.*

A. F. Stevenson. Corection to my Paper, „On the Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements.“ *Phil. Mag.* (7) 21, 829—830, 1936, Nr. 142. Der Verf. zieht seine im Titel erwähnte Arbeit zurück (vgl. diese Ber. 16, 1475, 1935). *Landshoff.*

G. Gamburcev. De l'établissement d'équivalences électromécaniques. *C. R. Moskau (N.S.)* 1935 [4], 319—322, Nr. 8/9. Es wird ein mechanisches Schaltelement angegeben, das etwa im elektrischen Kreis einer Bestinduktion entspricht. Dieses wird für einen Seismographen verwandt, in dem es gleichzeitig die Rolle der trägen Masse und eines mechanischen Filters für hohe Frequenzen versieht. *Landshoff.*

H. Haalek. Der neue statische Schweremesser des Geodätischen Instituts in Potsdam. *ZS. f. Geophys.* 12, 1—21, 1936, Nr. 1. Der neue statische Schweremesser besteht aus vier unabhängigen, in demselben Gehäuse untergebrachten Apparaten. Im Vergleich zu den in früheren Aufsätzen beschriebenen Versuchsinstrumenten ist er wesentlich verbessert worden. Meßtechnik und Berechnungsverfahren werden beschrieben. Die Genauigkeit einer vier- bis fünfmal wiederholten Messung beträgt 0,25 bis 0,5 Milligal. Die Ergebnisse auf einigen in Norddeutschland gemessenen Profilen werden angegeben (Flechtlinger Höhenzug, Mecklenburger Hauptrücken, Salzhorst Conow, einige neu aufgefundene örtliche Schwereminima). Es folgen Vergleiche mit Pendelmessungen. Bei Ausführung von Landesvermessungen wird dem Pendel die Messung auf Basispunkten überlassen bleiben; auf Punkten erster und zweiter Ordnung kann mit dem statischen Schweremesser gemessen werden. Den fabrikmäßigen Bau des Instruments haben die Askania-Werke übernommen. *K. Jung.*

F. Reuter. Ein Hilfsapparat zur harmonischen Analyse. *ZS. f. Geophys.* 12, 29—32, 1936, Nr. 1. Mit dem Apparat werden Betrag und Richtung von Vektorkomponenten bestimmt. *K. Jung.*

F. Hopfner. Die potentialtheoretischen Grundlagen der Lehre von der Isostasie. *ZS. f. Geophys.* 12, 24—29, 1936, Nr. 1. Gegen die vom Verf. entwickelten Methoden zur Bestimmung des Geoids aus Schweremessungen und ihre Anwendung sind verschiedentlich Einwände erhoben worden. Es wird

versucht, diese Einwände zu entkräften. Insbesondere soll gezeigt werden, daß man die Laplacesche Gleichung der Potentialtheorie an Stelle der Poissonschen Gleichung auch im Innern der Erde anwenden darf. *K. Jung.*

André Mercier. Effet d'une erreur d'estimation des densités du sial et du sima dans l'évaluation des anomalies de la pesanteur. Arch. sc. phys. et nat. (5) 18, 21—23, 1936, Jan./Febr. *K. Jung.*

B. L. Gulatee. Gravity formulae in geodesy; their precision and interpretation. Proc. Indian Acad. (A) 3, 221—235, 1936, Nr. 3. Eine Zusammenstellung der gebräuchlichen Schwereformeln und ihrer potentialtheoretischen Grundlagen, Betrachtungen über ihre Zweckmäßigkeit als Darstellung der Bezugswerte bei Bestimmung der Figur der Erde. *K. Jung.*

K. Jankow. Erdbebenstation in Sofia. ZS. f. Geophys. 12, 33—34, 1936, Nr. 1. *K. Jung.*

Jakob M. Schneider. Klimaperioden der Lüneburger Zwischen-eiszeit und ihre Ursachen. Meteorol. ZS. 53, 109, 1936, Nr. 3. Aus einem eingehenden Blütenpollendiagramm der Neu-Oher Kieselgurgrube wurde ein vielfacher regelmäßiger Wechsel von mehr feuchtem und mehr trockenem Klima in Perioden von 300 oder 200 Jahren erschlossen. Als mögliche Ursache hierfür wird auf Perioden der Sonnenaktivität hingewiesen. Es wird dabei angeregt, die besondere meteorologische Wirkung der Fackeln allein und ihre Wirkung in Verbindung mit den Flecken zu untersuchen. *F. Steinhauser.*

W. Hiller. Die Erdbebentätigkeit im Gebiete der Schwäbischen Alb. Jahreshfte d. Ver. f. vaterl. Naturkde. Württemberg 1934, 19 S. Die makroseismische und mikroseismische Untersuchung der Albbeben von 1928 bis 1934 zeigt, daß im wesentlichen zwei Epizentralgebiete vorkommen: der Hohenzollern-Lauchertgraben und das Uracher Vulkangebiet. Für die Herdtiefe ergeben sich drei Tiefenlagen: 5 bis 10 km, 20 km, 30 bis 40 km. Zur letzteren gehören alle stärkeren Beben mit großer Reichweite. Die Dicke der Erdkruste im Gebiet der Schwäbischen Alb wird zu 45 km bestimmt. Die Grenzfläche zwischen der granitischen und der basaltischen Schicht liegt in 20 km Tiefe. Der Unterschied gegenüber der wesentlich geringeren Tiefenlage dieser Schicht in Norddeutschland und England ist reell. *Heinrich Jung, Göttingen.*

W. Hiller. Die Erdbeben am Untersee (Bodensee) vom 31. Januar 1935. Jahresber. u. Mitt. d. Oberrhein. geolog. Ver. 25, 81—92, 1936. Nach der mikroseismischen Untersuchung der süddeutschen Beben vom 31. Januar 1935 liegt das Epizentrum etwa 2 km westlich der Insel Reichenau zwischen Unter- und Zeller-See. Die Unsicherheit beträgt 2 bis 3 km, die Übereinstimmung mit dem makroseismisch bestimmten Epizentrum ist befriedigend. Die Herdtiefe beträgt 20 ± 5 km, die Herdzeit kann auf $\frac{1}{2}$ sec angegeben werden. Der Herd lag in unmittelbarer Nähe der Grenze zwischen granitischer und basaltischer Schicht (20 km tief). Die Zug- und Stoßverteilung an der Erdoberfläche ist nicht mit Sicherheit festzustellen. Jedoch ist sicher, daß es sich um einen Scherungsbruch im Herd, also um ein tektonisches Beben handelt. *Heinrich Jung, Göttingen.*

B. Gutenberg and C. F. Richter. On seismic waves. (Third paper.) Gerlands Beitr. 47, 73—131, 1936, Nr. 1/2. Aus den Messungen der Geschwindigkeit von Love- und Rayleigh-Wellen, die in Tabellen zusammengestellt sind, ergibt sich, daß der Südwesten von Nordamerika eine dünnere kontinentale Kruste als der größte Teil von Nord- und Südamerika besitzt. Da im Indischen und Atlantischen Ozean der Anstieg der Wellengeschwindigkeit mit der Periode der

Oberflächenwellen schneller erfolgt als in den Kontinenten, wird geschlossen, daß dort die Krustenschicht dünner ist. Im eigentlichen Pazifischen Becken ergeben sich bereits für ganz kurze Wellen relativ große Geschwindigkeiten; es muß daher dort die oberste Schicht aus einem Material bestehen, dessen elastische Eigenschaften denen des Sima sehr ähnlich sind. In Polynesien und im südwestlichen Teil des Pazifischen Ozeans sind die Verhältnisse ähnlich denen im Atlantischen und Indischen Ozean, im Nordpolarbecken sind sie ähnlich denen des Pazifischen Beckens. Die Perioden der Nachläufer nehmen in Abhängigkeit vom durchlaufenen Weg mit der Entfernung zunächst schneller und später langsamer zu; am kleinsten sind sie bei Wellen, die nur in Eurasien und im nördlichen Atlantischen Ozean verlaufen (Tabellen). In großer Herdentfernung und in Nachläufern der W_2 - und W_3 -Wellen sind Perioden zwischen 16 und 18 sec überall vorherrschend. Aus dem Studium der Amplituden der Oberflächenwellen ergab sich, daß beim Passieren der Umrandung des Pazifischen Beckens ein großer Teil der Energie durch Reflexion oder Beugung verlorengeht (Tabellen). Für die langen Wellen G , G_2 , G_3 , M und W_2 werden relative Amplituden in verschiedenen Entfernungen berechnet. Für eine Reihe von Beben mit normaler Herdtiefe wird die „Größe“, die als Briggscher Logarithmus der registrierten maximalen Diagrammamplitude in der Aufzeichnung eines Torsionsseismometers mit den Konstanten $T_0 = 0,8$ sec, $V = 2800$, $h = 0,8$ in einer Herdentfernung von 100 km definiert ist, berechnet. Ortsbeben, die gerade noch von einem Instrument hoher Empfindlichkeit registriert werden können, haben eine Energie von 10^8 erg, die größten Beben haben eine Energie von 10^{25} erg. Die bisherigen Kenntnisse über die Schichtung der Erde werden zusammengestellt.

F. Steinhauser.

A. R. Hogg. The mobility of the small ions of the atmosphere. Gerlands Beitr. 47, 31—59, 1936, Nr. 1/2. Es wurde die Größe der Beweglichkeit der atmosphärischen Kleinionen aus Messungen der Leitfähigkeit und Konzentration der Kleinionen, die im Jahre 1934 am Solar Observatory Canberra in Australien durchgeführt wurden, berechnet. Die Meßmethode wird ausführlich beschrieben. Die mittlere Beweglichkeit der positiven Kleinionen betrug für Luft von Normaldichte 1,29 cm/sec/Volt/cm (Schwankung zwischen 0,90 und 1,72) und die Beweglichkeit der negativen Kleinionen 1,40 cm/sec/Volt/cm (Schwankung zwischen 0,92 und 2,13). Am größten ist die Beweglichkeit im Winter, am kleinsten im Sommer; das hängt mit dem Jahresgang des Dampfdruckes und der Sonnenstrahlung zusammen. Mit zunehmendem Wasserdampfgehalt der Luft fällt zuerst die Beweglichkeit auf ein Minimum und steigt dann wieder etwas an. Mit zunehmender Temperatur und bei Erhöhung der Strahlung wird sie kleiner, mit ansteigender relativer Feuchtigkeit wird sie größer. Mit zunehmendem Alter wird die Beweglichkeit positiver Kleinionen etwas geringer. Die beobachteten Schwankungen der Beweglichkeit werden zum Teil den Änderungen der mittleren Lebensdauer des Ions zugeschrieben, teilweise aber dem Wechsel in den Verunreinigungen der unteren Atmosphäre (wahrscheinlich Stickstoff-Sauerstoff-Verbindungen oder Ozon und Wasserdampf).

F. Steinhauser.

H. U. Sverdrup. The eddy conductivity of the air over a smooth snow field. Results of the Norwegian-Swedish Spitsbergen Expedition in 1934. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 7, 69 S., 1936. *Dede.*

K. Kähler. Die lufterlektrischen Verhältnisse in der norddeutschen Tiefebene. Naturwissensch. 24, 246—251, 1936, Nr. 16. Verf. referiert unter diesem Titel über die während des internationalen Polarjahres 1932/33 in Potsdam durchgeführten lufterlektrischen Arbeiten. Beobachtet wurden

die Zahlen der Kleinionen n^+ und n^- (Grenzbeweglichkeit des Meßkondensators $k_g = 1,0 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$), „Mittelionen“ ν^+ und ν^- (definiert als Differenz zweier Ionenzählungen bei $k_g = 0,02$ und $k_g = 1,0 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$), Großionen ($N^+ + N^-$) (indirekt aus Kernzählungen mit und ohne elektrisches Hilfsfeld im Scholz-Zähler ermittelt), Kondensationskerne Z , die mittlere Lebensdauer ϑ der Kleinionen („Schweidler-Methode II“), Dichte der elektrischen Oberflächenladung der Erde σ und Vertikalstrom i („Wilson-Methode“). Die Ergebnisse bestätigen und ergänzen die von anderen Meßorten bekannten Beziehungen zwischen den einzelnen Elementen und dem jeweiligen meteorologischen Zustand der Atmosphäre, ihre periodischen Variationen und ihre gegenseitigen Abhängigkeiten. Die mittleren Werte der Ionenzahlen sind: $n^+/n^- = 174/134$ mit den Extremen 732 und 0; $\nu^+/\nu^- = 573/571$ mit den Extremen 1997 und 34; $N^+ + N^- = 9760$ mit den Extremen 35 300 und 0 (?); $Z = 21\,740$ mit den Extremen 60 600 und 940. Am klarsten ausgeprägt ist die Beziehung zur Sicht: Mit zunehmender Sicht wachsen n und ν , während N und Z kleiner werden. Zunehmende relative Feuchtigkeit verkleinert n und ν , läßt aber Z unbeeinflusst. Anordnung der Werte nach verschiedenen Luftkörpern, die indes angesichts des in der Nähe einer Großstadt gelegenen Meßortes problematisch erscheint (Anm. d. Ref.), zeigt Höchstwerte von n bei P und PM , von ν bei P , von N bei PC , Mindestwerte bei T und TC (M bzw. P und PM). Bei Nebel wird n praktisch = 0, ν und ebenso N bleiben hoch. Das Verhältnis $q_n = n^+/n^-$ hat im Mittel den Wert 1,30 und zeigt im Laufe des Jahres ein Maximum im Winter und ein Minimum im April (Extremwerte nicht angegeben). $q_v = \nu^+/\nu^-$ war im Mittel genau gleich 1. Das Zahlenverhältnis N^0/N der ungeladenen Kerne zu den geladenen (Großionen) variiert in dem zu erwartenden Sinn: Zunahme des geladenen Anteils mit zunehmender Feuchtigkeit, Abnahme mit zunehmender Gesamtkernzahl. Die Jahresperiode der n -Werte ergibt sich für Potsdam doppelperiodisch: Maxima im April und September, Minima im Januar und Hochsommer. Die ν -Werte zeigen ähnliches Verhalten; bei den Kernzahlen ist ein ausgeprägter Jahresgang nicht vorhanden. Schwankungen von n und N verlaufen erwartungsgemäß fast stets gegensätzlich. n und ν variieren teils gleichsinnig (s. oben), teils gegensätzlich. (Vergleich der Vor- und Nachmittagswerte.) Die Bestimmungen der mittleren Lebensdauer der Kleinionen ergeben für Potsdam einen mittleren Wert von 17,5 sec mit den Extremen 2,2 und 48 sec. Kernzahl und Lebensdauer verhalten sich invers zueinander. Mit zunehmender Sicht nimmt ϑ ebenfalls zu. Die mittlere Dichte der elektrischen Oberflächenladung der Erde wird zu $\sigma = -6,7 \cdot 10^{-4}$ CGS bestimmt; ihr jahreszeitlicher Gang zeigt ein Maximum im Februar, ein Minimum im April. Das Mittel des Vertikalstromes beträgt $i = 1,6 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm²; im Jahresverlauf zeigt der September ein Maximum, der Februar ein Minimum. Aus der Feststellung, daß mit zunehmender Feuchtigkeit der Vertikalstrom mit abnehmender Sicht zunächst ab- und dann wieder zunimmt, wird eine „Teilnahme der schweren Ionen am Vertikalstrom“ abgeleitet.

H. Israel-Köhler.

Hilda Schaumann. Dénombrements d'ions faits à Glaris par le foehn et dans d'autres situations météorologiques. Arch. sc. phys. et nat. (5) 18, 47—50, 1936, Jan./Febr. Verf. bespricht mehrmonatige Messungen der Ionenzahlen bei Föhn in Glaris. Gemessen wurden an 111 föhnfreien und 30 Föhntagen jeweils sechsmal täglich mittels Israel-Kondensators die Langevin-Ionen L^+ und L^- (Beweglichkeitsgrenzen 2,5 und $10 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$), Mittelionen M^+ und M^- (Beweglichkeit größer als $10 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$) und mittels Ebert-Aspirators die Kleinionen n^+ und n^- (Grenzbeweglichkeit des Apparates $k_g = 0,2 \text{ cm}^2/\text{Volt} \cdot \text{sec}$). Die Werte der Langevin- und Mittelionen gehen bei Föhn zum Teil beträchtlich zurück, die der Kleinionen steigen an: Werden die n -Werte

in Abhängigkeit von der jeweiligen Summe $L + M$ graphisch aufgetragen, so läßt sich ihr Zusammenhang befriedigend mittels einer hyperbolischen Kurve darstellen. Die Größen $q_n = n^+/n^-$ und $q_M = M^+/M^-$ zeigen bei Föhn eine Verschiebung nach kleineren Werten (Zunahme der negativen Raumladung); ihre statistische Verteilung auf die verschiedenen Wertestufen wird angegeben. Ausführliche Veröffentlichung ist in Aussicht gestellt.

H. Israël-Köhler.

Paul Rougerie. Relation entre l'activité solaire et l'amplitude diurne des courants telluriques Nord-Sud enregistrés à l'Observatoire de l'Ebre. C. R. 202, 967—968, 1936, Nr. 11. Die Registrierungen des Erdstromes im Ebro-Observatorium (Tortosa) von 1910 bis 1933 werden zu den Sonnenfleckenzahlen in Beziehung gesetzt; dabei zeigt sich eine deutliche Parallele zwischen den Monatsmitteln der Tagesamplitude des nord-südlich gerichteten Erdstromes und den Sonnenfleckenzahlen. Die Kurve der Erdstromamplituden erscheint in ihrem Aussehen gegenüber der der Sonnenflecken verschoben; besonders deutlich zu erkennen ist dies während des Sonnenfleckenmaximums 1917/18. Die harmonische Analyse der Erdstromwerte ergibt Teilperioden von 3; 4; 6; 8; 12; 17,2; 24; 33 Monaten, $4\frac{1}{4}$ und $9\frac{1}{2}$ Jahren; weitere Komponenten von 2 Monaten Periodendauer und weiter solche mit sehr großen Periodenlängen scheinen angedeutet. Die meisten dieser Perioden lassen sich ebenso oder nur wenig verschieden aus der Reihe der Sonnenfleckenzahlen isolieren, was auf einen mehr als zufälligen Zusammenhang zwischen beiden Elementen hindeutet.

H. Israël-Köhler.

P. L. Bellaschi. Lightning-Stroke Discharges in the Laboratory. Nature 137, 491—492, 1936, Nr. 3464. Um einen Blitz im Laboratorium möglichst naturgetreu nachzumachen, wird eine $3 \cdot 10^6$ Volt liefernde Stoßspannungsanlage so eingerichtet, daß 1 Mikrosek. nach dem Beginn eines Überschlages eine besondere Stromquelle etwa 50 Mikrosek. lang einen 100 000 A starken Strom liefert. Die Wirkungen solcher „Blitze“ gleichen völlig denen der natürlichen Blitze.

Schnitger.

W. Brunner jun. Sur la mise en évidence d'une composante atmosphérique dans la lumière zodiacale. Arch. sc. phys. et nat. (5) 18, 56—58, 1936, Jan./Febr. Der letzte Schein der Abenddämmerung verschwindet, wenn die Sonne 18 bis 19° unter den Horizont gesunken ist. In diesem Augenblick hat die Nachthimmelfarbe beinahe ihren endgültigen Wert angenommen. Diese Erscheinung wird in Zusammenhang gebracht mit dem Vorhandensein einer Atmosphäre in einer Höhe von 80 bis 100 km (Heaviside-Schicht). Aus neuen photometrischen Messungen folgert der Verf., daß Dämmerungserscheinungen noch vorhanden sind, wenn die Sonne bereits 40° unter dem Horizont steht. Diese Erscheinung erklärt der Verf. aus einem Vorhandensein einer Atmosphäre in 400 km Höhe (ionosphärische Schicht F).

H. Ebert.

Wm. D. Urry. Radioactivity in Rocks. Phys. Rev. (2) 49, 481, 1936, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Nitka.

Harold Jeffreys. On the radioactivities of rocks. Gerlands Beitr. 47, 149—171, 1936, Nr. 1/2.

Dede.

O. Macek. Zur Frage der Sorption von Radon an Aerosolen. Gerlands Beitr. 46, 353—365, 1936, Nr. 4. Nachtrag S. 455—456. Die mit der Alivertischen Methode der elektrischen Spitzenentladungen durchgeführten Versuche über Sorption von Radon an Aerosolen ergaben einen Prozentsatz der sorbierten Radonmoleküle für durch Auto-Auspuffgase und Flammengase erhöhte Kernzahlen von ungefähr 2 %. An geladenen Aerosolen sind mehr Radonatome

sorbiert als an ungeladenen. Aus theoretischen Überlegungen wird geschlossen, daß die beobachtete Sorption von Radon zu einem Teil von ungefähr 1 % nicht durch reine Adsorption, sondern nur durch die Annahme einer Absorption erklärt werden kann. Damit erklärt sich auch, warum die sorbierten Radonatome nicht durch die kräftige Einwirkung der Spitzenentladungen, sondern nur durch Erhöhung der Temperatur oder durch scharfes Anblasen von den Aerosolen zu trennen sind.

F. Steinhauser.

G. Rosa. Sull'ancoraggio del RaA, del RaB e del RaC al pulviscolo. Gerlands Beitr. 46, 394—399, 1936, Nr. 4. Aus verschiedenen Versuchen ergab sich, daß mittels der Alivertischen Methode alle Zerfallsprodukte der Emanation gesammelt werden, die an Staubteilchen gebunden sind. Aus den Ergebnissen früherer Messungen von Macek und Illing wird dann geschlossen, daß diese Bindung in der atmosphärischen Luft eine nahezu vollständige ist.

F. Steinhauser.

H. Israël-Köhler. Zur Frage der Adsorption von RaEm an Aerosolteilchen. (Bemerkungen zu den Arbeiten von G. Aliverti und G. Rosa und von G. Rosa über das gleiche Thema.) Gerlands Beitr. 46, 413—417, 1936, Nr. 4. Der Verf. zeigt, daß die Ansicht G. Rosas, daß die Radiumemanation nie an atmosphärische Staubteilchen gebunden sei, nicht richtig ist, und erklärt, daß vielmehr die Möglichkeit der Bindung von Radiumemanation an künstliche und natürliche Aerosolteile qualitativ außer Zweifel steht. Zur quantitativen Bestimmung der Absorptionsverhältnisse empfiehlt er die Verwendung eines Proportionalzählrohres.

F. Steinhauser.

Georg Schou. Die Diskontinuität in der negativen Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft an Fronten. Gerlands Beitr. 46, 418—437, 1936, Nr. 4. Auf Grund zahlreicher Beispiele wird gezeigt, daß in den Registrierungen der negativen Leitfähigkeit der Atmosphäre sprunghafte Änderungen (Diskontinuitäten) auftreten, die im Zusammenhange mit dem Durchgang von Fronten stehen. Diese Störungen zeigen sich bei Kaltfronten oder bei Okklusionen von Kaltfrontcharakter gleichzeitig mit dem Eintreffen der Front am Beobachtungsort, bei Warmfronten aber schon etwas vor dem Durchgang der Front; sie sind am stärksten in der Nähe der Tiefdruckzentren. Die Ursache der Diskontinuitäten der negativen Leitfähigkeit wird darin gesehen, daß durch kräftig absteigende Luftströmungen große Mengen von positiven Ionen aus der Höhe zum Boden heruntergebracht werden. Der Eintritt der Störungen ist unabhängig vom Auftreten von Gewittern oder Niederschlägen.

F. Steinhauser.

Leiv Harang. Änderungen der Ionisation der höchsten Atmosphärenschichten während der Nordlichter und erdmagnetischer Störungen. Gerlands Beitr. 46, 438—454, 1936, Nr. 4. Von April bis November 1935 wurden in Tromsø durch Registrierungen von Radioechos die kritischen Frequenzen der E -, F_1 - und F_2 -Schichten für den ordentlichen Strahl bestimmt, aus denen die entsprechende Maximalionisation der Schichten berechnet wird. In der E - und F_1 -Schicht hatten die kritischen Frequenzen im Jahresgang ein Maximum zum Sommersolstitium, während sie in der F_2 -Schicht vom September zum Oktober stark zunahmen. Bei intensiven Nordlichtern und erdmagnetischen Störungen steigt die Ionisation in der E -Schicht stark an und unterhalb der E -Schicht bildet sich eine stark absorbierende Schicht, die Messungen der höheren Schichten unmöglich macht. An ausgewählten Tagen mit schwachen Nordlichtern und erdmagnetischen Störungen, an denen die absorbierende Schicht noch nicht wirksam war, konnten aber die Änderungen der Ionisation durch Bestimmungen der kritischen Frequenzen quantitativ verfolgt werden; die Ergebnisse sind für einige Beispiele in Kurvenform wiedergegeben. Während bei erdmagnetischen Störungen die Ionisation in der

E-Schicht gesteigert wird, nehmen die kritischen Frequenzen in der *F*-Schicht an solchen Tagen ab. Der Zusammenhang zwischen der kritischen Frequenz an einigen Tagen und der erdmagnetischen Aktivität am dritten, zweiten und ersten Tage vor und am ersten Tage nach der Ionisationsmessung wird in Korrelationstabellen dargestellt. Es besteht eine verhältnismäßig große negative Korrelation zwischen der erdmagnetischen Aktivität der vorangehenden 24 Stunden und den Mittagswerten der kritischen Frequenz der *F*₂-Schicht. *F. Steinhäuser.*

J. Fuchs. Ionosphärische Elektronentemperaturen und Hals-Störmer-Echo. *Gerlands Beitr.* 47, 1—14, 1936, Nr. 1/2. Bei der Photoionisierung wird der Überschuß der Energie des aufgefangenen Photons über die Ionisierungsenergie dem bei der Ionisierung befreiten Elektron der Masse m_e als kinetische Energie W mitgegeben und ihm dadurch eine bestimmte Geschwindigkeit v_e erteilt. Die Größe der Elektronenbewegung kann durch $W = m_e v_e^2 / 2 = 2,06 \cdot 10^{-18} T_e$ auch in einer äquivalenten Elektronentemperatur T_e ausgedrückt werden. Da mit wachsender Höhe der Anteil von Photonen kleinerer Wellenlängen bei der Ionisierung zunimmt und damit der Energieüberschuß über die Ionisierungsarbeit größer wird, ist anzunehmen, daß auch die Elektronentemperatur in der Ionosphäre mit wachsender Höhe zunimmt. Bei zunehmender Elektronentemperatur muß der zugehörige Rekombinationskoeffizient abnehmen; daraus folgt, daß das Niveau maximaler Elektronendichte höher liegt als das Niveau maximaler Ionenerzeugung; damit ist aber eine Verkleinerung der Dämpfung der Radiowellen während der Zeit ihrer Ausbreitung durch Ionosphäre verbunden. Es wird gezeigt, daß ein Hals-Störmer-Radioecho terrestrischen Ursprungs qualitativ die gleiche Verringerung der Kollisionsfrequenz in einem Niveau maximaler Elektronendichte erfordert, wie sie sich auch als Folge eines Einflusses erhöhter Elektronentemperatur auf die vertikale Struktur der Ionosphäre ergab. Es kann daher das Hals-Störmer-Echo als eine Erscheinung bezeichnet werden, die bei Extremwerten der Elektronentemperatur — das ist besonders zu Zeiten intensivster solarer Ultraviolettstrahlung (Fleckenmaxima) — in der Ionosphäre auftritt. Für das Niveau des Hals-Störmer-Echos wird eine Elektronentemperatur von ungefähr 48 000° berechnet. *F. Steinhäuser.*

J. Fuchs. Die Zweiteilung der Appleton- (*F*-) Region der Ionosphäre. *Naturwissensch.* 24, 236—237, 1936, Nr. 15. Untersuchungen zeigen, daß die *F*-Schicht nicht nur durch Höhe und Elektronendichte, sondern auch durch die Temperatur in *F*₁ und *F*₂ geteilt ist. Die untere Grenze der *F*₁-Schicht hat eine Temperatur von 400° K, die der *F*₂-Schicht von 1400° K. Die Zweiteilung läßt sich dadurch erklären, daß bei Strahlungsbeginn am Morgen ein Teil der Gaspartikel durch Absorption solarer Ultraviolettenergie in den angeregten Zustand versetzt werden. Die damit verbundene Steigerung der Temperaturbewegung der Partikel veranlaßt eine tägliche thermische Expansion, so daß jener Teil der *F*-Schicht, in dem die angeregten Partikel überwiegen, sich in die Höhe ausdehnt und dort eine elektrophysikalisch selbständige Existenz als *F*₂-Schicht führt, während die nicht-angeregten Gasteilchen in der ursprünglichen Höhe verbleiben und die *F*₁-Schicht bilden. Am Abend findet eine thermische Kontraktion in eine einheitliche *F*-Schicht statt. Die übrigen photoelektrischen Vorgänge (Ionisation usw.) erfolgen für sich selbständig in den beiden getrennten Schichten. *Winckel.*

Henry E. Hallborg. Terrestrial magnetism and its relation to world-wide short-wave communications. *Proc. Inst. Radio Eng.* 24, 455—471, 1936, Nr. 3. Die Kurzwellenausbreitung ist abhängig von der geographischen Verbreitung der erdmagnetischen Aktivität. Fading und magnetische Schwankungen können in Beziehung zu den Ausbreitungsgrenzen der Horizontalintensität gebracht werden. Nordamerikanische Magnetogrammstudien haben eine

direkte Abhängigkeit der Kurzwellenausbreitungs-Wirksamkeit und nördlicher Breite festgestellt. Die Welt kann in Zonen kommerziell brauchbarer, gestörter und toter Sektoren rund um Sendezentren aufgeteilt werden (hierzu u. a. eine Aufteilungskarte mit dem Zentrum Berlin). Die magnetische Entwicklungsgeschichte des Jahres 1932 mit bezug auf Intensität und Reichweite läßt den Kern der Erde — als permanenten Magneten betrachtet — magnetisch retentiv erscheinen. Der Verlauf von magnetischen Erdströmen und Kurzwellenschwankungen wird hierzu vergleichend dargestellt. Es zeigt sich, daß Europa geographisch und im täglichen Verlauf günstiger gelegen ist als Nordamerika hinsichtlich terrestrischer Störungen auf die Funkausbreitung. Für eine sichere Radioverbindung über die ganze Welt erscheint die Kenntnis magnetischer Aktivität und die kartenmäßige Aufzeichnung der Perioden täglicher Schwankungen für alle Jahreszeiten unerlässlich. *Winckel.*

Mong-Kang Ts'en and Ngaisi H. Chang. A preliminary report on the investigation of the ionosphere layers over China. Chinese Journ. Phys. 1, 92—100, 1936, Nr. 3. Die ersten Ionosphärenmessungen, ausgeführt nach der Methode von Breit und Tuve für 24 Stunden an einem Sommertag in Schanghai, haben ergeben: 1. Die Existenz der *E*- und *F*-Schichten; 2. das Auftreten der multiplen Reflexionen bzw. die Existenz weiterer Schichten; 3. gleichzeitige Reflexionen von der *E*- und *F*-Schicht; 4. die tägliche Änderung der virtuellen Höhe der *F*-Schicht; 5. die annähernde Konstanz der virtuellen Höhe der *F*-Schicht; 6. die Abhängigkeit der *E*- und *F*-Reflexionen von der Tageszeit; 7. die charakteristischen Erscheinungen der Reflexionen um Sonnenuntergang und kurz nach Sonnenaufgang; 8. das besondere Wiedererscheinen von Reflexionen gleich denen von der *E*-Schicht um Mitternacht. Die Untersuchungen sollen auf die kritischen Frequenzen ausgedehnt werden. *Winckel.*

S. S. Banerjee and B. N. Singh. Effect of Lunar Eclipse on the Ionosphere. Nature 137, 583, 1936, Nr. 3466. Verff. berichten aus Benares, Indien, daß sie während der Mondfinsternis vom 8. Januar 1936 beobachtet haben, daß die Echos aus der *F*-Schicht, die vor der Finsternis deutlich vorhanden waren, während der totalen Finsternis von 23.30 bis 23.54 Uhr I. S. T. wesentlich schwächer wurden. Die reflektierten Wellen nahmen nach der Finsternis ihre alte Intensität wieder an. Diese Beobachtung zeigt, daß der Mond irgendeinen zusätzlichen Effekt durch Änderung der Ionisation der oberen Atmosphäre hervorruft. Der Ionengehalt wird während der Abwesenheit des Mondes beträchtlich vermindert. Dies mag der Gegenwart von ultravioletten Strahlen zugeschrieben werden, die im Mondspektrum vorhanden sind. *Winckel.*

R. Naismith. Apparatus for the Investigation of the Ionosphere. Nature 137, 615—616, 1936, Nr. 3467. Als Verbesserung der bisherigen Aufzeichnungsmethode von Ionosphärenhöhen wurde eine Schaltung zwischen den Abstimmsystemen bei Sender und Empfänger ausgebildet derart, daß einer Frequenzänderung des Senders automatisch der Empfänger folgt, so daß der Synchronismus zwischen beiden Stellen ohne ständige Kontrolle aufrechterhalten bleibt. Dies wird dadurch erreicht, daß die Sendefrequenz und eine Empfangsoszillatorfrequenz einem Differentialrelais zugeführt werden, das bei Abweichungen der Sendefrequenz einen Motor zur Empfängernachabstimmung einschaltet, bis wieder die Kompensation auf Nullstrom erreicht ist. Schwierig ist hierbei, daß nur geringe Energie für diese Steuerung zur Verfügung steht. (Die Energie ist $\frac{1}{200}$ gegenüber einer kontinuierlichen Emission.) Um größere Energie vom Sender zu erhalten, kann entweder eine besondere Leitung vom Sender zum Synchronisierungssystem geführt werden oder in der Empfängerschaltung die Detektorröhre der Synchronisierung nur für die Dauer der gewünschten Emission empfindlich gemacht werden. *Winckel.*

K. H. Strauss. Über die Verwendungsmöglichkeit einer Uran-kompensation zur exakten Messung der Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **100**, 237—249, 1936, Nr. 3/4. Die elektrische Kompensationsapparatur nach G. Hoffmann zu langdauernden Messungen der Intensität der Ultrastrahlung mit Ionisationskammern verlangt einen großen Aufwand an experimentellen Hilfsmitteln und eine ständige Kontrolle, wenn die geforderte Meßgenauigkeit von 1‰ des Stundenwertes eingehalten werden soll. Es wurde eine radioaktive Kompensationsmethode entwickelt, bei der durch β -Strahlen von Uran in einem kleinen Volumen innerhalb der Ionisationskammer ein dem Ionisationsstrom entgegengesetzter Strom erzeugt wird. Der Aufbau der Apparatur ist äußerst einfach. Die Meßgenauigkeit der Kompensationsanordnung ist allein von den statistischen Schwankungen des Kompensationsstromes abhängig, die nur $\pm 0,12\%$ in $\frac{1}{2}$ Stunde gegenüber $\pm 0,7\%$ der Ultrastrahlung beträgt. Die radioaktive Kompensation ist deshalb für Dauermessungen der Ultrastrahlung besonders geeignet. *Messerschmidt.*

Heinz Nie. Versuche zur Bestimmung von Natur und Reichweite der bei den Hoffmannschen Stößen wirksamen Strahlenpartikel (Stoßstrahlung). *ZS. f. Phys.* **99**, 453—480, 1936, Nr. 7/8. Nach einer einführenden Charakterisierung der Hoffmannschen Stöße und ihrer Probleme berichtet Verf. über eingehende Untersuchungen an Stößen, die mit einer Ionisationskammer mit Drehkondensatorkompensation (nach Steinke und Gastell) registriert wurden. Orientierende Messungen ergaben große Unterschiede bei Aufstellung der Kammer in verschiedenartigen Umgebungen (Zimmerwände). In einer Kameraaufstellung, bei der der Nullgang (Stoßhäufigkeit bei offener Kammer) nur 10 v. H. der maximalen Stoßhäufigkeit betrug, wurden die Auslöskurven (Stoßhäufigkeit als Funktion der Panzerdicke) für verschiedene Substanzen aufgenommen. Das Maximum wurde für Pb bei 4 bis 5 cm, für Fe bei 10 bis 15 cm, für Al bei mehr als 50 cm Dicke erhalten. Die Stoßgrößen zeigten bei wachsender Panzerstärke nur sehr geringfügige Verlagerungen. Bei Pb lagen die Stoßgrößen im Mittel etwas höher als bei Fe. Es wird ferner der Einfluß der Panzerteile untersucht und wahrscheinlich gemacht, daß die (bei den Stößen) primär wirkende Strahlung stark senkrecht gerichtet einfällt. *Nie.*

H. J. Walke. Positive and Negative Ions in the Primary Cosmic Radiation. *Nature* **136**, 681, 1935, Nr. 3443. Die Ost-Westunsymmetrie der Höhenstrahlung ist durch einen Überschuß an positiver Ladung in der primären Strahlung erklärt worden; von Compton und Bethe durch Protonen, von Swann durch ein Überwiegen von Ionen eines Vorzeichens im interstellaren Raum. Die Folge wären große Potentialdifferenzen, die nicht auftreten, wie Ross Gunn aus dem Ionisationszustand von Calciumwolken schließt. Seine Beobachtungen sprechen für eine gleichmäßige Ladungsverteilung. Der Effekt wird hervorgerufen durch eine verschiedene Durchdringungsfähigkeit positiver und negativer Ionen und durch ihre Ablenkung im magnetischen Erdfeld. *Vetter.*

Josef A. Pribsch. Zählrohruntersuchungen über die Sekundärstrahlung der kosmischen Ultrastrahlung in 2300 m Höhe. *Wiener Anz.* 1936, S. 35—36, Nr. 5; auch *Wiener Ber.* **145** [2a], 101—144, 1936, Nr. 1/2. Bericht über Koinzidenzbeobachtungen am Hafelekar mit einer Dreiecksanordnung. Der Anstieg der Dreifachkoinzidenzen mit wachsender Streuschicht erfolgt zunächst linear, um nach Erreichung eines Maximums exponentiell abzufallen. Das von anderen Autoren gefundene zweite Maximum bei etwa 17 cm Pb wird bestätigt. Der Barometereffekt ergibt sich zu 1 %/mm Hg, also größer als in

Innsbruck, was auf das Vorhandensein einer weichen Komponente schließen läßt. Die Amplitude der täglichen Schwankung beträgt bei Koinzidenzbeobachtungen 1 bis 2 %, also wesentlich mehr als die der Ionisation. *Jánossy.*

Ludwig Jánossy. Eine neue Zählrohr- und Koinzidenztheorie. *ZS. f. Phys.* **99**, 369—404, 1936, Nr. 5/6. Die mit einer beliebigen Koinzidenz- oder Zählrohranordnung gefundenen Richtungseffekte sind eine Abbildung der Richtungsverteilung der Höhenstrahlung selbst. Die Bestimmung der Richtungsverteilung aus Zählrohereffekten wurde zuerst von Tuwim versucht, da aber die Tuwim'schen Rechnungen zu keinen praktisch brauchbaren Ergebnissen führen, wird das Problem vom Verf. erneut in Angriff genommen. Die Richtungsverteilung wird durch eine Integralgleichung erster Art auf die Zählrohereffekte abgebildet. Eine Lösungsmethode dieser Integralgleichung zur Bestimmung der Richtungsverteilung wird entwickelt und Hilfstafeln zur Erleichterung der numerischen Rechnung sind zusammengestellt. Endlich wird ein Fall der Bestimmung der Richtungsverteilung aus gegebenen Beobachtungen als Anwendung durchgerechnet. *Jánossy.*

J. Barnóthy und M. Forró. Impulszähler für rasch aufeinanderfolgende Impulse. *Phys. ZS.* **37**, 208—211, 1936, Nr. 6. Die bei Höhenstrahlenbeobachtungen auftretenden großen Stoßzahlen stellen an mechanische Zählwerke sehr große Anforderungen. Es wird folgende Schaltung, die das mechanische Zählwerk entlastet, angegeben: Der Anodenstrom der Endröhre des Verstärkers (evtl. Kippschwingschaltung) lädt einen Kondensator, zu dem parallel ein Glimmentladungsrohr liegt, auf. Nach einer bestimmten Anzahl von Stößen erreicht das Potential des Kondensators die Zündspannung der Glimmentladungsrohre, und die darauf folgende Entladung wird vom Zählwerk gezählt. Durch passende Wahl des Kondensators kann erreicht werden, daß genau jeder n -te Stoß vom Zählwerk gezählt wird. Kathodenstrahloszillogramme für den Fall $n = 4$ sind abgebildet. *Jánossy.*

H. Kulenkampff. Beobachtungen über den Durchgang der Ultrastrahlung durch die Materie. *ZS. f. techn. Phys.* **16**, 391—393, 1935, Nr. 11. *Phys. ZS.* **36**, 785—787, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. Übergangseffekte der Höhenstrahlung werden mit Koinzidenzen untersucht. Versuchsanordnungen: 1. Es werden Fe-Absorber von 0 bis 70 cm Stärke zwischen den Rohren einer Koinzidenzanordnung (Fall A) und über der Anordnung (Fall B) angebracht. Da im Fall A die von oben kommenden γ -Quanten im Fe nur Korpuskeln auslösen, die keine Koinzidenzen hervorzurufen vermögen, während im Fall B auch im Fe ausgelöste Korpuskeln koinzidieren, gibt die Differenz der Kurven B und A die Verteilung der durch γ -Strahlung ausgelösten Teilchen. Diese so gefundene Differenzkurve zeigt das Auftreten von zwei Komponenten. Die eine Komponente besteht aus langsamen Teilchen mit einer Reichweite von 1 bis 2 cm; es handelt sich dabei um die bei der Rossischen Dreiecksanordnung beobachteten Mehrfachstrahlen. Der übrige Teil hat Reichweiten von durchschnittlich 17 cm Fe. Diese härteren Korpuskeln sollen weiter untersucht werden. 2. Mit veränderlichen Absorbern zwischen den Rohren und zusätzlich 20 cm Fe über den Rohren wird eine Übergangskurve von der Kurve B zu A beobachtet. Aus diesem Übergang bestimmt sich die Reichweitenverteilung der Sekundären. Die Reichweiten verteilen sich linear zwischen 0 und etwa 35 cm Fe. 3. Der veränderliche Absorber wird über der Koinzidenzanordnung angebracht. Ein zusätzliches Filter von 20 cm wird einmal zwischen den Rohren einmal über den Rohren aber unter dem Absorber angebracht. Aus der Differenz des Verlaufs dieser Beobachtungsreihen wird der Absorptionskoeffizient der auslösenden γ -Strahlung zu etwa $0,009 \text{ cm}^{-1}$ in Fe bestimmt. *Jánossy.*

Pierre Auger, Louis Leprince-Ringuet et Paul Ehrenfest Jr. Analyse du rayonnement cosmique à l'altitude de 3500 mètres. (Laboratoire International du Jungfrauoch.) Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 58—64, 1936, Nr. 2. Um die aus Beobachtungen im Meeresniveau (Paris) gefundene Zerlegung der Höhenstrahlung in zwei Komponenten zu bestätigen, wurden entsprechende Absorptionsmessungen am Jungfrauoch ausgeführt. Es ergaben sich auch in dieser Höhe zwei verschiedene Komponenten (Absorptionskoeffizient in Luft $0,7 \cdot 10^{-3}$ bzw. $6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$). Der Vergleich von Absorptionskurven in Al, Cu, Pb und Sn ergibt eine massenproportionale Absorption der harten Komponente, während die weichen Teile in einer von der Ordnungszahl abhängigen Weise etwa nach dem Gesetz $az + bz^2$ absorbiert werden. Versuche über Schauer werden mit Mehrfachkoinzidenzen ausgeführt, um die Übergangseffekte von den eigentlichen Absorptionskurven in Abzug zu bringen. *Jánossy.*

Paul Ehrenfest Jr. et Pierre Auger. Clichés de rayons cosmiques obtenus au Laboratoire International du Jungfrauoch (3450 m). Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 65—66, 1936, Nr. 2. Mit zwei gleichzeitig arbeitenden automatisch auszulösenden Nebelkammern werden bei verschieden angeordneter Auslösevorrichtung (bestehend aus einer Vierfachkoinzidenz) Höhenstrahlenspuren am Jungfrauoch (3500 m ü. M.) photographiert. Es werden Teilchen, die 2 bis 15 cm Pb durchquert haben, und Garben beobachtet. Unter den Garben finden sich auch so strahlenreiche, daß sie eine für Hoffmann-Stöße charakteristische Ionisation hervorrufen könnten. *Jánossy.*

Louis Leprince-Ringuet. Etude de la partie ultrapénétrante corpusculaire du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 67—70, 1936, Nr. 2. Vgl. diese Ber. S. 1110. Im übrigen werden verschiedene Deutungsmöglichkeiten des Beobachtungsmaterials diskutiert. *Jánossy.*

J. Solomon. Les désintégrations provoquées par le rayonnement cosmique. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 71—76, 1936, Nr. 2. Die nach der Diracschen relativistischen Quantenmechanik ausgeführten Rechnungen von Bethe und Peierls [Proc. Roy. Soc. (A) 148, 146, 1935] über den Wirkungsquerschnitt von schnellen Elektronen für die Zertrümmerung von Deuteronen in ein Neutron und Proton werden vom Verf. für beliebige Atomkerne verallgemeinert. Das so gefundene Ergebnis läßt sich auch aus halbklassischen Überlegungen ähnlich denen von Weizsäcker und Williams gewinnen. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist jedoch so klein, in der Größenordnung der Zwillingsbildung, daß, falls ein merklicher Teil der Höhenstrahlen aus Protonen besteht, diese als primäre Teilchen und nicht als Überreste zerstörter Atomkerne anzusehen sind. *Jánossy.*

D. Skobeltzyn and E. Stepanowa. Anomalous Absorption of β -Rays. Nature 137, 234, 1936, Nr. 3458. Spuren von β -Teilchen mit Energien zwischen 1500 und 3000 e-kV werden in einer Nebelkammer mit Stickstofffüllung in einem Magnetfeld von 600 Gauß photographiert. Mehrere Aufnahmen zeigen Teilchen die an einer Stelle plötzlich fast ihre ganze Energie verlieren, ohne daß ein zweites ionisierendes Teilchen sichtbar wird. Bei Teilchen mit Energien entsprechend einer Reichweite von etwa 250 m in Stickstoff tritt dieser Vorgang in ungefähr 50 m einmal auf. Die Deutung dieses ganz neuartigen Effektes erscheint schwierig, da er mit einem viel zu großen Wirkungsquerschnitt auftritt, um auf Bremsstrahlung zurückgeführt zu werden (etwa $5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$). Vielleicht handelt es sich nach Verf. um eine unbekannte Wechselwirkung mit dem Neutrino. *Jánossy.*

Max G. E. Cosyns. Geomagnetic Effect of Cosmic Radiation in the Stratospheres. *Nature* **137**, 616, 1936, Nr. 3467. Der Vergleich von Intensitätsmessungen in der Stratosphäre zeigt, daß auch in großen Höhen mit 70 bis 180 mm Hg der magnetische Breiteneffekt bei etwa 49° magn. Br. abbricht. Sollte sich diese Beobachtung bestätigen, so ist sie im Widerspruch mit der Theorie des Breiten-effektes. *Jánossy.*

W. F. G. Swann and G. L. Locher. The variation of cosmic ray intensity with direction in the stratosphere. *Journ. Franklin Inst.* **221**, 275—289, 1936, Nr. 2. Mit einer vollautomatischen Koinzidenzregistrieranordnung wird ein Stratosphärenaufstieg ausgeführt, und die Intensität der Höhenstrahlen in den Richtungen mit Neigungen von 0, 30, 60 und 90° gegen die Vertikale registriert. Durch den Absturz des Registrierballons waren die Ergebnisse nur zum Teil auswertbar. Es ergab sich in 12 km Höhe eine noch merkliche Horizontalintensität, die auf im Erdmagnetfeld abgelenkte Sekundäre zurückgeführt wird. Die Koinzidenzzahl scheint schneller als die (von anderen Autoren angegebene) Ionisation zu steigen. Erklärungsversuche für diesen Effekt werden gegeben. *Jánossy.*

Richard L. Doan. Fluctuations in Cosmic-Ray Ionization as Given by Several Recording Meters Located at the Same Station. *Phys. Rev. (2)* **49**, 107—122, 1936, Nr. 2; Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 415, 1936, Nr. 5. Die statistische Auswertung von Beobachtungen mit acht gleichgebauten Standard-Kugelsonisationskammern mit einer Füllung von 19,3 Liter besonders gereinigtem Ar von 50 Atm. Druck und 12 cm Pb-Panzerung wird gegeben. Die statistische Übereinstimmung des Barometereffektes, der sich zu 1 bis 2 %/cm Hg ergibt, ist zufriedenstellend, obwohl im einzelnen Abweichungen vorhanden sind. Aus der statischen Schwankung der Stundenwerte der Ionisation wird die Zahl der einfallenden Teilchen berechnet. Sie ergibt sich übereinstimmend mit Koinzidenzbeobachtungen von Street und Woodward. Aus zehn aufeinanderfolgenden Beobachtungstagen, die verhältnismäßig kleine Barometerschwankung zeigen, wird der tägliche Verlauf der Ionisation bestimmt, er stimmt nach Phase und Amplitude mit den von der A. H. Comptonschen Hypothese der Rotation der Milchstraße geforderten überein. Ungefähr 900 beobachtete Hoffmann-Stöße ergeben, daß die zeitliche Verteilung rein statistisch erfolgt, ein Barometereffekt der Stoßhäufigkeit wird nicht gefunden, mit den Meßreihen wäre immerhin ein Barometereffekt von 8 % verträglich. Diese im Gegensatz zu anderen Autoren stehende Beobachtung erklärt sich vielleicht durch die verwendete starke Panzerung. *Jánossy.*

L. W. Nordheim. Probability of Radiative Processes for Very High Energies. *Phys. Rev. (2)* **49**, 189—191, 1936, Nr. 2. Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 412, 1936, Nr. 5. Die Theorie der Bremsstrahlung von Elektronen bei Durchgang durch Materie nach Bethe und Heitler, ferner nach Williams und nach Weizsäcker ergibt für Elektronenenergien größer als $137 mc^2$ zu große Energieverluste. Modifiziert man die Überlegungen von Williams und Weizsäcker, indem man alle Stöße, für die das stoßende Elektron auf dem Weg \hbar/mc Potentialdifferenzen größer als mc^2/e durchläuft, ausschließt, so kommt man zu Formeln für den Energieverlust, die mit den Beobachtungen von Anderson und Neddermeyer gut übereinstimmen. Die Bremsstrahlung verschwindet für Energien $> 137^3 mc^2/Z^{5/3}$, also für Luft nach $2 \cdot 10^{10}$, dagegen für Pb nach $1 \cdot 10^9$ e-V nach den neuen Formeln des Verf. Dieser Umstand erlaubt eine quantitative Erklärung der Übergangseffekte der Höhenstrahlung. *Jánossy.*

R. T. K. Murray. Recording Field Current Electrons with a Geiger-Müller Counter. *Phys. Rev. (2)* **49**, 195, 1936, Nr. 2. (Kurzer

Sitzungsbericht.) Die Elektronenemission einer kugelförmigen Messingkathode zwischen 10 und 20 kV negativen Potentialabfalls wurde mit einem Geiger-Müller-Zählrohr beobachtet, und die Fowler-Nordheim-Beziehung $i = a e^{-b/F}$ für Emissionen zwischen 1 Elektron in 10 sec und 30 in 1 sec bestätigt. Die zum Elektronenaustritt nötige Feldstärke ist verschieden für poliertes und angerautes Messing.

Jánossy.

F. N. D. Kurie and J. J. Livingood. On a Mechanical Method for Computing the Energy Values to be Associated with a Fork in a Cloud Chamber Caused by the Disintegration of a Nucleus by a Neutron. Phys. Rev. (2) 49, 208, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine mechanische Vorrichtung zur Berechnung von Teilchenenergien aus Nebelkammeraufnahmen von gegabelten Bahnen wird beschrieben.

Jánossy.

J. R. Richardson and F. N. D. Kurie. The Measurement of Gamma-Ray Energies with a Cloud Chamber. Phys. Rev. (2) 49, 209, 1936, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die einzig zuverlässige Methode der Bestimmung von γ -Strahlenenergien ist die Aufnahme von im Magnetfeld abgelenkten Sekundärelektronen. Für leichte Streukörper kann man die Photoelektronen vernachlässigen, man erhält die Verteilung der Comptonelektronen nach der Klein-Nishina-Formel. Die günstigste Bedingung für Photonen um $3 \cdot 10^6$ e-V sind Streuschichten von 100 mg/cm² und Beobachtung der Streuelektronen bis 10° Neigung gegen den Primärstrahl.

Jánossy.

J. Clay and C. G. 't Hooft. An arrangement for measuring the cosmic ray ionisation in deep water. Physica 2, 1039—1041, 1935, Nr. 10. Es wird eine Anordnung zur Messung geringer Ionisation beschrieben, wie sie zu Höhenstrahlungsmessungen in 100 m Wassertiefe benutzt wurde. Verfügen die Elektrode der Ionisationskammer, die über einen Kondensator aufgeladen wird, an das Gitter einer Triode, so daß durch Kompensation der Spannungsabfall gemessen werden kann.

Johannes Juilfs.

J. Boggild. Über die Verwandtschaft zwischen Hoffmannschen Stößen und Schauern. Naturwissensch. 24, 280—281, 1936, Nr. 18. Es wird eine Statistik nach Stoßgröße herzustellen versucht derart, daß für die verschiedenen (Eisen-)Panzerdicken die Stoßzahlen pro Stunde in verschiedenen Frequenzbereichen (0,5 bis 1,0; 1,0 bis 2,0; 2,0 bis 4,0; über $4,0 \cdot 10^6$ Ionenpaare) angeführt sind. Eine Auswertung der Daten soll darauf hindeuten, daß das Maximum der Stoßzahl in den einzelnen Frequenzgruppen „bei um so größerer Eisendicke auftritt, je größer die Stöße sind, und daß die kleineren Stöße sich um so mehr dem Verlauf der Schauer nähern, je kleiner die Stöße werden“.

Johannes Juilfs.

Victor F. Hess and H. Th. Graziadei. On the diurnal variation of the cosmic radiation. S.-A. Terr. Magn. 41, 9—14, 1936, Nr. 1. Mit einer Steinke-Apparatur wurde auf dem Hafelekar (2300 m ü. N. N. in der Nähe von Innsbruck) während der Jahre 1932, 1933 und 1934 die tägliche Schwankung der Intensität der Höhenstrahlung in Stundenwerten registriert. Die Messungen wurden größtenteils im 10 cm-Bleipanzer („Vollpanzer“) ausgeführt; nebenher liefen Registrierungen in demselben Panzer mit abgenommener Decke, so daß also die Apparatur nur von den Seiten und von unten abgeschirmt war („Halbpanzer“). Beide Meßserien liefern bei auskorrigiertem Barometer- und Temperatureffekt (letzterer soll eine Verringerung der Ionisation um 0,9 % pro Grad bewirken) eine Intensitätsschwankung der Strahlung während des Sonnentages, deren Amplitude $\pm 0,2$ % der Gesamtstrahlung beträgt; das Maximum wird am Mittag erreicht, das Minimum liegt zwischen 21 und 3 Uhr MEZ. Es folgt eine Diskussion der möglichen

Ursachen der beobachteten Schwankung: auf die Intensität der Höhenstrahlung muß ein direkter oder indirekter Einfluß der Sonne bestehen; eine wahrscheinliche Ursache der angegebenen Periode mag die tägliche Schwankung der Ionisation der Schichten der Stratosphäre sein.

Johannes Juilfs.

J. Clay. The range of a single shower particle produced by cosmic rays in lead, iron and aluminium. *Physica* 3, 352—358, 1936, Nr. 5. Um ein Zählrohr einer Dreifachkoinzidenz-Anordnung wird ein absorbierender Zylinder gelegt; die Dicke wird von 0 bis 24 mm variiert; als Absorbermaterial dient Blei, Eisen und Aluminium. Der Aufbau ist so angelegt, daß nur ein Teilchen eines Schauers, der in einer die Anordnung umgebenden etwa 8 mm dicken Lage von Blei, Eisen oder Aluminium ausgelöst wird, den Absorber durchsetzt. Durch Extrapolation wird für in Blei ausgelöste Schauer die Reichweite in Blei zu 4,4 cm erhalten, was einer Energie des Teilchens von etwa $87 \cdot 10^6$ e-V entspricht. In Eisen ist die Reichweite der Bleischauer zu 5,6 cm angegeben; diese Zunahme entspricht dem umgekehrten Dichteverhältnis. Ebenfalls nehmen die Reichweiten der Schauer zu, wenn diese in weniger dichtem Material (Eisen, Aluminium oder Luft) ausgelöst werden; für Eisen-Schauer beträgt z. B. die Reichweite in Blei 5,2 cm. Verf. nimmt an, daß für die betrachteten Schauer-Teilchen die „Ultraphotonen“, die von der weichen Komponente der Höhenstrahlung ausgelöst werden, verantwortlich zu machen sind.

Johannes Juilfs.

Alexander Langsdorf, Jr. A Continuously Sensitive Cloud Chamber. *Phys. Rev.* (2) 49, 422, 1936, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) In dieser vorläufigen Mitteilung wird eine stetig empfindliche Nebelkammer angegeben. Alkoholdampf von einer Temperatur von 75°C wird aus einem dampfgeheizten Behälter von oben her in die Kammer eingelassen und diffundiert senkrecht herunter auf den Boden der Kammer, dessen Temperatur auf -45°C gehalten wird. Man erhält so einen genügend übersättigten Bereich, in dem sich die Bahnen, die durch primäre und sekundäre Höhenstrahlung oder durch Sekundärelektronen der γ -Strahlung hervorgerufen sind, gut erkennen lassen. Schwierigkeiten durch Wirbelbildung oder Strömung treten nicht auf. Lediglich für photographische Aufnahmen ist diese Kammer wegen der Tröpfchenbildung noch nicht geeignet, doch ist die Zahl der mit dem Auge in wenigen Minuten beobachteten Höhenstrahlen durchaus vergleichbar mit der Anzahl der in mehreren tausend photographischen Aufnahmen erfaßten Höhenstrahlen mit der Expansionskammer.

Johannes Juilfs.

J. C. Street and E. C. Stevenson. Design and Operation of the Counter Controlled Cloud Chamber. *Phys. Rev.* (2) 49, 638, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Für die Konstruktion einer größeren Nebelkammer leichter Bauart (speziell zur Untersuchung der Höhenstrahlung), wird die Verwendung von Alkoholdampf in Argon vorgeschlagen, für den das Expansionsverhältnis geringer als 1,10 ist. Eine ausführliche Beschreibung der befriedigend arbeitenden Apparatur wird angekündigt.

Johannes Juilfs.

E. C. Stevenson and J. C. Street. Cloud Chamber Photographs of Counter Selected Cosmic-Ray Showers. *Phys. Rev.* (2) 49, 425—428, 1936, Nr. 6; Kurzer Sitzungsbericht ebenda S. 638, 1936, Nr. 8. Es wird eine Beschreibung und Diskussion gegeben von Höhenstrahlen-Schauern, die in einer 1,3 cm starken Bleiplatte ausgelöst werden; die Bleiplatte ist in einer großen Nebelkammer (Durchmesser = 30 cm) angebracht. Durch das Ansprechen einer Koinzidenzanordnung von drei Zählrohren, eines über und zwei unter der Kammer, wird die Kammer gesteuert und photographiert. Für etwa die Hälfte der erhaltenen Koinzidenzen waren Photonen-Schauer verantwortlich, während in den meisten

anderen Fällen vom Blei ausgelöste Elektronenschauer ein Ansprechen der Zählrohre verursachten. Von den Elektronenschauern mit einem Zentrum waren etwa drei Viertel durch Elektronen ausgelöst, die den oberen Teil der Kammer durchsetzten und in das Blei von oben hereinschlugen, die übrigen sind wahrscheinlich Photonen zuzuschreiben. Die weiteren Schauer-Aufnahmen zeigten verwickelte Erscheinungen. Zum Schluß wird eine Einteilung der Schauer nach Zahl der Elektronen in den Schauern und nach der Winkelverteilung gegeben. *Johannes Juilfs.*

L. I. Schiff. Statistics of Geiger-Müller Tube Counters. Phys. Rev. (2) 49, 637—638, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird auf eine nomographische Darstellung für die Zahl der registrierten Stöße eines Zählrohres speziell für den Fall einer exponentiell abklingenden Strahlungsquelle hingewiesen, auf Grund derer ein Ausdruck für die Zahl der Zufallskoinzidenzen in einer Anordnung von N Zählrohren gefunden wird. *Johannes Juilfs.*

Katsutada Sezawa. Growth and Decay of Seiches in an Epicontinental Sea. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 476—482, 1935, Nr. 3. *Johannes Kluge.*

Takeo Suzuki. Seiche in the Tôkyô Bay Caused by the Land Upheaval on the Occasion of the Great Earthquake of September 1, 1923. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 266—278, 1935, Nr. 2. Bei dem großen Erdbeben am 1. September 1923 in Japan zeichneten die Pegel an der langgestreckten Bucht von Tokio Wasserstände auf, die aus einer Überlagerung von Gezeiten und Eigenschwingungen bestehen. Letztere wiederum erweisen sich als zusammengesetzt aus zwei Wellen mit Perioden von einer und von zwei Stunden. Die erstere tritt auch an anderen Punkten der japanischen Küste auf, die letztere nur in der Bucht von Tokio. Der Verf. untersucht nun diese unter der Voraussetzung, daß sie durch die Krustenbewegung verursacht ist, nach der Rayleighschen Methode der Normalkoordinaten. Da Vermessungen ergeben haben, daß der Eingang der Bucht sich endgültig um 59 cm gehoben, die Umgebung von Tokio sich aber um 10 cm gesenkt hat, so macht er für die Krustenbewegung zwei verschiedene Annahmen: 1. Der Kippwinkel ϑ näherte sich, beständig wachsend, seinem endgültigen Werte ϑ_0 , nach dem Gesetze $\vartheta = \vartheta_0 (1 - e^{-\lambda t})$, wo λ eine Konstante und t die Zeit bedeutet. 2. Er überschritt zunächst seinen endgültigen Wert und näherte sich diesem alsdann unter beständiger Abnahme, nach der Formel

$$\vartheta = \vartheta_0 [1 + (at - 1) e^{-\lambda t}],$$

wo a eine zweite Konstante ist. Die zweite Annahme paßt sich den Beobachtungen besser an als die erste, und man muß daraus schließen, daß die erste Hebung der Kruste den endgültigen Betrag ziemlich bedeutend überschritt, um so mehr, als auch eine Erklärung der Wasserstandsaufzeichnungen durch etwaige waagerechte Bewegungen des Erdbodens versagt. *H. Thorade.*

Kwanichi Koenuma. On the Seiches of Lake Tôya. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 13—32, 1935, Nr. 1. Der Toja-See auf Hokkaido ist fast kreisförmig, mit einer kreisförmigen Insel in der Mitte; das ringförmige Becken zerfällt jedoch in zwei Sektoren von ungleicher Tiefe. Auf dem seichten Teile treten die Seiches deutlich auf, während sie in der Mitte des anderen Sektors beinahe verschwinden. Der Verf. erklärt dies durch Schwebungen. Er stellt eine Theorie der Schwingungen auf unter Benutzung der von G. J. Taylor eingeführten Aggregate von Besselfschen Funktionen erster und zweiter Art, wobei sich die Periodengleichung in Form einer unendlichen Determinante ergibt. Eine angenäherte Berechnung führt auf Perioden von 9,88 und 8,73 min, aus denen nimmt man gleiche Amplituden für beide Wellen an, zusammengesetzte Schwingungen von 9,27 und 150 min folgen

gegenüber beobachteten Werten von 9,96 und 112 min. Wäre der seichtere Sektor, der nur 67° umfaßt, völlig trocken, so hätte der größere, hufeisenförmige Teil eine Periode von 13,5 min. Da dieser Wert nicht sehr weit von dem beobachteten abweicht, darf man sagen, daß die Seiches in der Hauptsache von dem größeren Teile herrühren und von dem kleineren nur etwas verändert werden. *H. Thorade.*

Hidetosi Arakawa. On the General and Secondary Circulations of the Ocean. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 43—62, 1935, Nr. 1. Die Arbeit behandelt den Gegenstand theoretisch und geht aus von einem Gleichungssystem, das die Reibung, aber nicht die Erdumdrehung in Betracht zieht; sie macht für die Dichte des Wassers an der Oberfläche einen Ansatz in Form einer Summe von Kugelfunktionen. Zwei Fälle werden unterschieden: 1. das Wasser haftet am Boden, 2. es gleitet. In beiden Fällen ergibt sich an der Oberfläche ein Strom vom Äquator zum Pole, am Boden ein solcher in umgekehrter Richtung. Die Trennungsfläche liegt im einen Falle in 0,42, im anderen in 0,50 der Gesamttiefe. Die senkrechte Geschwindigkeitskomponente verhält sich zur waagerechten wie die Meerestiefe zum Halbmesser der Erde, kann also vernachlässigt werden. Der zweite Teil behandelt die Zirkulation in einem geraden Kanal von konstantem, rechteckigem Querschnitt, dessen Richtung mit der des Windes zusammenfällt, auf einer ruhenden Erde. Je nachdem das Wasser am Boden ruht oder gleitet, liegt die Grenze zwischen dem Oberstrom, der dem Winde folgt, und dem Unterstrom, der ihm entgegengesetzt ist, in 0,33 oder 0,42 der Tiefe. Das Spiegelgefälle, das durch den Wind erzeugt wird, ist im zweiten Falle nur $\frac{2}{3}$ des im ersten sich einstellenden; letzteres entspricht einem von V. W. Ekman 1905 berechneten Werte. *H. Thorade.*

Hidetosi Arakawa, Syunji Ooma and Wakako Nagaoka. On the Secondary Circulation of Ocean Produced by Winds. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 17, 408—422, 1935, Nr. 10. Die Aufgabe, welche die Arbeit behandelt, ist die gleiche wie in der vorhergehenden, aber der Gang der Auflösung ist etwas anders. Die Ergebnisse stimmen mit denen der genannten Abhandlung überein. Darüber hinaus wird die Einwirkung des Windes auf einen breiten Kanal auf der sich drehenden Erde untersucht. In diesem Falle beschränkt sich die Zirkulation auf eine Oberschicht, die bis zu der von Ekman eingeführten Reibungstiefe reicht, und der Neigungswinkel des Wasserspiegels ist unmerklich klein. *H. Thorade.*

S. Sakuraba. The Effect of Varying Depth on the Stability of Stationary Oscillations in a Lake or a Sea. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 63—65, 1935, Nr. 1. Vorausgesetzt wird ein rechteckiger See von der Länge a und der Breite b , dessen Tiefe durch die Formel ausgedrückt wird: $h = h_0(1 - x/a)^2$; als Ausdruck für die Erhebung des Wasserspiegels über die Ruhelage ergibt sich bei einer Frequenz σ ein Ausdruck, der im wesentlichen die Besselsche Funktion $J_n \{in\pi(a-x)/2ab\}$ enthält, wo n eine ganze Zahl und $\nu = \sqrt{1/4 - \sigma^2 a^2/g h_0}$ ist. Die Schwingung ist stabil, wenn ν imaginär ist, da sonst J_ν keine Nullstellen auf der imaginären Achse hat. *H. Thorade.*

Koji Hidaka. Seiches due to a Submarine Bank (Bank Seiches). Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 1—8, 1935, Nr. 1. Die Tiefe eines unbegrenzten Meeres, dessen Oberfläche eben sein möge, sei gegeben durch $h = h_0 \sqrt{1 + x^2/a^2}$; von der Erdumdrehung wird abgesehen. Es zeigt sich, daß die bei $x = 0$ vorhandene Bodenschwelle sehr wohl Seiches verursachen kann, auch ohne daß das Meer seitlich begrenzt ist; sie lassen sich mathematisch darstellen durch Mathiesche Funktionen imaginären Arguments. Die Periodengleichung nimmt die Form eines unendlichen Kettenbruches an und gibt als langsamste Perioden die Werte $6,5936 \cdot a/\sqrt{gh_0}$

und $3,2417 \cdot a/\sqrt{g h_0}$. Die Gestalt der Wasseroberfläche wird ermittelt durch numerische Integration der Gleichung nach der Methode von Störmer, und die Zahlenwerte der Mathieuschen Funktionen werden in Tabellen mitgeteilt. *H. Thorade.*

Koji Hidaka. A Theory of Shelf Seiches. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 9—12, 1935, Nr. 1. Die vorhergehende Arbeit fortsetzend, nimmt der Verf. an, einer Steilküste ($x = 0$) sei eine Bank vorgelagert, deren Tiefe $h = l_0 \sqrt{1 + x^2/a^2}$ ist. Dann können auf diesem Shelf Seiches entstehen, die wiederum durch Mathieusche Funktionen imaginären Arguments bestimmt werden. Die langsamsten haben die Perioden $3,214 \cdot a/\sqrt{g h_0}$ und $1,9254 \cdot a/\sqrt{g h_0}$; numerische Integration liefert Tabellen für beide Schwingungsformen. *H. Thorade.*

Hedetosi Arakawa and Motozi Yositate. On the Elevation of the Surface of the Sea under the Influence of a Travelling Low Pressure. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3) 18, 51—59, 1936, Nr. 2. Es wird die Oberflächenbewegung beim unendlich ausgedehnten See gleicher Tiefe (ideale Flüssigkeit) in senkrechter Richtung unter dem Einfluß eines sich mit konstanter geradliniger Geschwindigkeit fortpflanzenden Unterdruckgebietes berechnet. Der Unterdruck ist über ein Kreisgebiet gleichförmig verteilt und ist senkrecht zur Seeoberfläche gerichtet. Die Seeoberfläche wird rechts und links der Bewegungsrichtung des Unterdrucks angehoben und in der Bewegungsrichtung abgesenkt, und zwar besonders stark, wenn die Wanderungsgeschwindigkeit des Unterdruckes in der Größenordnung der durch die Seetiefe gegebenen Geschwindigkeit der langen Oberflächenwelle ist. Die Untersuchungen haben praktische Bedeutung für die Auswirkungen einer Taifunbewegung. *Johannes Kluge.*

Wilson M. Powell and George L. Clarke. The Reflection and Absorption of Daylight at the Surface of the Ocean. Journ. Opt. Soc. Amer. 26, 111—120, 1936, Nr. 3. Intensitätsmessungen in Meerwasser vom Schiff aus lassen sich wegen der Meeresunruhe mit Sicherheit erst von 5 m Tiefe an ausführen. Eine Extrapolation der gemessenen Werte bis zur Oberfläche und Vergleich mit der Intensität über der Meeresoberfläche ergab die merkwürdige Tatsache eines sogenannten „Oberflächenverlustes“ (surface loss), der Werte von 50 bis 60 % erreichen konnte. Zur Klärung dieser Unstimmigkeit wurde ein schwimmender Photometerturm gebaut, der Messungen dicht unter der Oberfläche sowie eine integrierende Messung der gesamten von der Oberfläche reflektierten Strahlung (sowohl der regulär wie der diffus reflektierten) gestattete. Die reflektierte Strahlung beträgt im Violetten 4 bis 12 % der einfallenden Strahlung, im Roten bis etwa 20 % (in einem Fall bis 35 %) der einfallenden Strahlung. Der „Oberflächenverlust“ ist auf Absorption in einer etwa 1 m tiefen Schicht durch kleine Bläschen und undurchsichtigen Wassers zurückzuführen. Der schwimmende Photometerturm und die benutzten photoelektrischen Einrichtungen sind beschrieben. *Dziobek.*

G. Dietrich. Aufbau und Bewegung von Golfstrom und Agulhasstrom, eine vergleichende Betrachtung. Naturwissensch. 24, 225—230, 1936, Nr. 15. Golf- und Agulhasstrom gehören beide zu der Gruppe der Abflußströme; der erste ist der stärkste Druckstrom der Nordhalbkugel, der zweite der der Südhalbkugel. Auf Grund neuerer Beobachtungen sind beide in bezug auf Temperatur- und Salzgehaltschichtung vergleichend betrachtet worden. Dieser Vergleich des Aufbaus und der Form der Meeresoberfläche zeigt bei aller Übereinstimmung der Hauptzüge eindrucklich die in beiden Strömen entgegengesetzt gerichtete ablenkende Kraft der Erdrotation. Das Sauerstoffminimum wird als die

am schwächsten bewegte Zone betrachtet. Der aus den theoretischen Berechnungen vermutete Anstieg des Meeresniveaus gegen Norden längs der Küste Nordamerikas kann in sinnvolle Übereinstimmung gebracht werden zu dem geodätisch gemessenen Anstieg des „mean sea level“ längs der atlantischen Küste der USA.

H. Ebert.

R. J. Kalamkar and K. M. Gadre. Precision Observations on Weather and Crops. Current Science 4, 645—646, 1936, Nr. 9.

H. Ebert.

G. A. Suckstorff. Beiträge zur Dynamik der Regenschauer. Göttinger Nachr. (N. F.) [2] 2, 9—49, 1936, Nr. 2. Durchgeführt sind die Untersuchungen mit einem Platinwiderstandsthermometer (80 cm langer und 0,03 mm dicker Draht), einem Windmesser (Staudüse nach Duckert-Wenk), einem Druckmesser (Vididose) und einem Sonnenscheinschreiber. Nach Darlegung der Ergebnisse der Schauerregistrierungen formuliert Verf. die Strömungsvorgänge im Schauer so: Der Temperatursturz beim Vorüberzug eines Schauers setzt unmittelbar an der Vorderkante der Schauerwolke ein und ist nicht unbedingt an das gleichzeitige Fallen des Niederschlages gebunden. Die Änderungsgeschwindigkeit der Temperatur beträgt im Mittel rund 0,3° C/min; die Temperatur bleibt nach Erreichung eines bestimmten tiefsten Temperaturniveaus für eine gewisse Zeit, die von der Größe der Schauerwolke abhängt, konstant; der Temperaturanstieg an der Rückseite der Schauerwolke erfolgt ebenso unmittelbar wie der Temperatursturz an der Vorderseite. Die Änderungsgeschwindigkeit des Anstieges beträgt rund 0,17° C/min; der Temperaturanstieg ist nicht von der nach Vorüberzug der Schauerwolke wieder einsetzenden Sonneneinstrahlung abhängig, da dieser Anstieg auch bei bedecktem Himmel erfolgt. Vielmehr trägt die Sonnenstrahlung im günstigsten Falle etwa 12 bis höchstens 20 % zu diesem Anstieg bei; an der Vorderkante des Schauers setzt mit fast momentanem Anstieg eine Böe ein, die nur langsam abklingt. Diese Hauptböe ist bei jedem Schauer vorhanden; unter der Schauerwolke treten noch ein oder zwei weitere Böen auf, die aber nicht in allen Fällen so ausgeprägt sind, wie die Hauptböe, in einigen Fällen sogar fehlen, bei schweren Schauern und Gewittern tritt eine kurzdauernde Luftdruckzunahme ein, die nach Vorüberzug des Schauers wieder zurückgeht. Bei schwächeren Schauern tritt keine nennenswerte Änderung des Luftdruckes ein. Aus Segelflügen wird ferner geschlossen, daß diese Temperaturschwankungen auf Vertikalbewegung der Luft zurückzuführen seien, deren Zusammenfassung zu einem Zirkulationssystem zwei Wirbel mit horizontaler Achse in einer Schauerwolke wahrscheinlich macht. Dieses an normalen Regenschauern gefundene Zirkulationssystem gilt wahrscheinlich auch in jedem kräftig entwickelten Cumulus.

H. Ebert.

Oscar V. Johansson. Die Temperaturverhältnisse Spitzbergens (Svalbard). Ann. d. Hydrogr. 64, 81—96, 1936, Nr. 3.

R. Scherhag. Eine bemerkenswerte Klimaänderung über Nord-europa. Ebenda S. 96—100. Die Wintertemperaturen über Grönland, der Ostgrönland-See und dem Ostspitzbergen-Meer haben sich außerordentlich erhöht (bis zu 10° über dem Mittel). Diese Klimaänderung bedingte einen erheblichen Rückgang der Eisgrenze. Diese Erscheinungen werden durch eine Zunahme der atmosphärischen Zirkulation erklärt.

H. Ebert.

Ferdinand Travníček. Zur Kenntnis der Quellgebiete atmosphärischer Unruhe. Ann. d. Hydrogr. 64, 100—107, 1936, Nr. 3. Es wird versucht, Einsicht in Lage und Ursache der großen Entstehungs- oder Quellgebiete atmosphärischer Unruhe zu gewinnen. Dabei ist im wesentlichen die Unruhe des Luftdruckes behandelt mit der Annahme, daß gleichen Barometeränderungen und

damit auch gleicher Unruhe bzw. auch gleichem mittleren Druckgefälle (interdiurner Luftdruckveränderlichkeit) in Gebieten gleicher Breite und ablenkender Kraft der Erdrotation sowie gleichen Reibungsverhältnissen und Seehöhe, abgesehen von etwaigen säkularen Zustandsänderungen der Atmosphäre auch nur gleiche Windverhältnisse entsprechen können. Es wird eine neue Art der Darstellungsmethode beschrieben, welche zum Unterschied von einer kartographischen der meist verwendeten Isolinien unmittelbarer zur Anschauung spricht und schnelle quantitative Vergleiche zuläßt. Die beiden gegebenen Kurven ermöglichen, dem durchschnittlich zu erwartenden Unruhecharakter der einzelnen Erdgegenden einige Aufklärung zu verschaffen. *H. Ebert.*

K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Measurement of vertical currents in the atmosphere, mainly of thermal origin, with pilot balloons. *Scient. Not. India Meteorol. Dep.* 6, 213—222, 1936, Nr. 67. Mit Hilfe von Pilot-Ballonen, die auf bestimmte Höhen durch fremde Kraft gebracht werden und dann im Gleichgewicht bleiben, wird Vertikalströmung in Höhen von 0,5 bis 2,0 km untersucht. An klaren Tagen der Trockenzeit sind Vertikalströmungen morgens gering, nachmittags dagegen sehr stark ausgeprägt. Es wird gezeigt, daß diese Strömungen thermischen Ursprungs sein müssen. *H. Ebert.*

V. V. Šulejkin and N. D. Yeršova. The origin of the periodic variations of the regime of Atlantic currents. *C. R. Moscou (N.S.)* 1936 (1), 221—225, Nr. 5. Die Verff. widerlegen die Theorie der langfristigen Wettervorhersage auf Grund von Vorgängen im Golfstrom (J. W. Sandström, diese Ber. 13, 126, 1282, 1932) und möchten dem Zusammenspiel zwischen Atlantischem Ozean und polarer Zone einen wesentlichen Einfluß auf die Wettergestaltung zuerkennen. *H. Ebert.*

G. Böhme. Analyse des gros orages du 9 septembre 1934 en Suisse. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 18, 50—53, 1936, Jan./Febr. Es wird versucht, auf Grund der Wetterlage über Europa und Nordafrika, sowie auf Grund der Kenntnis der Luftbewegungen die schweren Gewitter in der Schweiz (besonders das am 9. September 1934) zu erklären. Im wesentlichen wird gefolgert, daß die von Süden kommenden warmen Luftmassen den von Norden kommenden kalten nicht ausweichen können, so daß neben den starken elektrischen Entladungen die feuchten warmen Luftmassen in großen Mengen Wasser abgeben. *H. Ebert.*

P. L. Mercanton et M. Golaz. Prévision des gelées nocturnes. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 18, 60—61, 1936, Jan./Febr. Es ist auf Grund der von den Verff. durchgeführten Untersuchungen möglich, eintretenden Frost vorauszusagen, wenn die Temperaturen im Freien laufend beobachtet werden. Die Feststellung gründet sich auf die Erfahrung, daß in bestimmten Jahresabschnitten der Unterschied zweier Temperaturen, deren Messung eine bestimmte Zeitspanne auseinanderliegt, einen festen Wert hat (Kamermann). *H. Ebert.*

Kwan'iti Koenuma. Note on the Daily Variation of a Ground Temperature. *Mem. Imp. Marine Obs. Japan* 6, 213—226, 1936, Nr. 2. Zur theoretischen Berechnung der täglichen Schwankungen der Lufttemperatur am Boden fügt Verf. den Brunt'schen Annahmen (1932) noch die eine hinzu, daß ein Temperaturaus-tausch zwischen Luft und Erdoberfläche stattfindet. Das Problem wird durchgerechnet. *H. Ebert.*

Irving I. Schell. On the diurnal variation of wind velocity. *Gerlands Beitr.* 47, 60—72, 1936, Nr. 1/2.

E. Gherzi. Note sur l'enregistrement de la vitesse du vent durant les orages d'été. *Gerlands Beitr.* 47, 132—135, 1936, Nr. 1/2. *Dede.*

F. Reuter. Der Nachweis des Vorhandenseins der halbjährigen Luftdruckperiode. Gerlands Beitr. 46, 366—393, 1936, Nr. 4. Das Vorhandensein der halbjährigen Luftdruckperiode, die aus den Tropen bekannt ist, wird auch für den nördlichen subtropischen Hochdruckgürtel mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen, während die Wahrscheinlichkeit für die gemäßigte und polare Zone geringer ist. Auf Karten der nördlichen Halbkugel wird der Grad der Realität der halbjährigen Druckwelle in den verschiedenen Gebieten durch Isolinien der Verhältniszahlen von Amplitude zur Expektanz, die dafür ein Maß geben, zum Ausdruck gebracht. Amplituden und Phasen der halbjährigen Welle unterliegen langjährigen systematischen Schwankungen, die nach Ansicht des Verf. in einer allerdings regional verschiedenen Beziehung zu den Schwankungen der Sonnenfleckenrelativzahlen stehen. *F. Steinhäuser.*

A. Wagner. Zur Theorie des täglichen Ganges der Windverhältnisse. Gerlands Beitr. 47, 172—202, 1936, Nr. 1/2. *F. Steinhäuser.*

B. Haurwitz. Supplementary to my paper: On the change of the wind with elevation under the influence of viscosity in curved air currents. Gerlands Beitr. 47, 203—205, 1936, Nr. 1/2. Der Verf. gibt eine neue Ableitung seiner Lösung für die Windverteilung an. *F. Steinhäuser.*

B. Haurwitz. On the vertical wind distribution in anticyclones, extratropical and tropical cyclones under the influence of eddy viscosity. Gerlands Beitr. 47, 206—214, 1936, Nr. 1/2. In Zyklonen ist die Höhe, in der die Gradientwindrichtung erreicht wird, niedriger als in Antizyklonen, weil in den Zyklonen die Zentrifugalkraft dem Einfluß der Reibungskräfte entgegenwirkt, während sie in Antizyklonen im selben Sinne wirkt. Diese Wirkung kommt besonders bei der starken Krümmung der Isobaren in tropischen Zyklonen zur Geltung. Aus der Theorie ergibt sich auch, daß der Winkel zwischen Druckgradient und Wind in Zyklonen im inneren Teil am größten, in Antizyklonen aber im innersten Teil am kleinsten ist. In Zyklonen, besonders in tropischen, wird bei Annäherung an das Zentrum die Höhe, in der der Wind die Gradientwindrichtung erreicht, immer kleiner. Es wird also die Höhe, bis zu welcher eine in das Zentrum einströmende Komponente des Windes vorhanden ist, mit Annäherung an das Zentrum und bei Verstärkung der Zyklone immer geringer. Damit ergibt sich ein Beitrag zur Erklärung des „Auges“ starker tropischer Zyklonen, wo keine aufwärts gerichtete Strömung und daher auch keine Kondensation stattfindet. Die theoretischen Erwägungen werden durch Beobachtungsergebnisse bestätigt. *F. Steinhäuser.*

Erwin Dinius. Die Steuerung von Wärmewellen. Meteorol. ZS. 53, 81—84, 1936, Nr. 3. Der Untersuchung wurden 15 Fälle von Westwettererwärmungen im Winter zugrunde gelegt, bei denen ein 24 stündiger Temperaturanstieg von mindestens 6° auf dem Brocken und mindestens 3° in Magdeburg vermerkt war. In allen Fällen stammte die Warmluft aus dem Azorenhoch. Der Wärmeausbruch aus dem Azorenhoch wird dadurch ausgelöst, daß ein herankommendes hohes Fallgebiet, das sich oft bis an die pazifische Küste zurück verfolgen läßt, das gegen Westen und Nordwesten gerichtete Druckgefälle des Azorenhochs außerordentlich vergrößert. Das Fallgebiet zieht dann mit dem ausgelösten Warmluftstrom als ständigem Begleiter zu ihrer Rechten gegen Nordosten. Ein vier Tage vor Auslösung der Wärmewelle beginnender Druckanstieg im Azorenhoch scheint eine Vorbedingung für große Wärmewellen in Mitteleuropa zu sein. *F. Steinhäuser.*

R. Scherhag. Bemerkungen zur Divergenztheorie der Zyklonen. Meteorol. ZS. 53, 84—90, 1936, Nr. 3. Alle bisher herangezogenen Energiequellen

haben deshalb zur Erklärung der Zyklonenenergie nicht ausgereicht, weil sie die kinetische Energie nicht berücksichtigten, die in ungeheurem Maße auch in der gesamten Westwinddrift aufgespeichert ist. Sie kann bei Konzentration an einem Orte die größten auftretenden Windgeschwindigkeiten erklären. Es wird gezeigt, daß im Bereich einer Richtungsdivergenz ein Gradientwind und damit eine stationäre Strömung nicht existieren kann. Die bei der Geschwindigkeitsabnahme dort frei gewordene kinetische Energie muß in andere Energieformen umgewandelt werden. Im Divergenzgebiet der freien Atmosphäre muß die Dichte im mitbewegten Raumelement wie bei der Strömung in einem Röhrensystem abnehmen; der Massenersatz wird aber aus der Vertikalen bezogen. Die Entstehung der Druckänderungen im Divergenzgebiet wird besprochen. Der Verf. zeigt, daß die kinetische Energie der frontalen Höhenströmung tatsächlich ausreicht, um die Windstärken in einer okkludierten Sturmzyklone zu erklären. Beide Energien sind von derselben Größenordnung. Die Wirksamkeit einer Frontalzone nimmt proportional dem Quadrat der Temperaturdifferenz und der Größe der Frontneigung zu. Aus der Länge L , der Neigung N und dem Temperaturunterschied ΔT an der Frontalzone lassen sich die Dimensionen des daraus entstehenden Tiefs berechnen durch $v_T r = 3,5 \cdot 10^3 \Delta T \sqrt{N} L$, wo v_T die Gradientwindgeschwindigkeit im Tief und r den Radius des kreisförmigen okkludierten Tiefs bedeuten. F. Steinhäuser.

A. Schmauss. Zum Gegenläufigkeitsgesetz der Temperaturen in Stratosphäre und Troposphäre. Meteorol. ZS. 53, 106, 1936, Nr. 3. Der Verf. weist im Anschluß an das Schema von Raethjen auf eine andere Gegenläufigkeit im Zusammenhang mit dem Ozongehalt der Schichten zwischen 25 und 35 km Höhe hin. Für diesen gibt es ebenfalls eine kosmische Gegenläufigkeit, die mit den Temperaturverhältnissen der unteren Stratosphäre in Beziehung steht, und auch eine wetterhafte Gegenläufigkeit. F. Steinhäuser.

R. Spitaler. Der tägliche Temperaturgang. Gerlands Beitr. 46, 400—404, 1936, Nr. 4. In ähnlicher Weise wie den Jahresgang der Temperatur stellt der Verf. den Tagesgang durch eine Formel $t_h = M + c S_h - \gamma \sin L$ dar, wo t_h die Temperatur der Tagesstunde h , S_h die Bestrahlung für diese Stunde, $\gamma \sin L$ ein Korrektionsglied für die nächtliche Abkühlung und die tägliche Erwärmung und c und M Konstante bedeuten. $c S_0$ gibt den Effekt der Wärmeeinstrahlung, M den der Wärmeausstrahlung und die Differenz $c S_0 - M$ die mittlere tägliche Temperaturschwankung. F. Steinhäuser.

A. K. Das. On the temperature of the earth's outer atmosphere and the forbidden oil lines of the night sky spectrum. Gerlands Beitr. 47, 136—148, 1936, Nr. 1/2. Als Quelle der charakteristischen Linien 5577, 6300 und 6364 Å des Spektrums des Nachthimmelslichtes gilt atomarer Sauerstoff in Höhen zwischen 100 und 200 km. Dafür berechnet der Verf. unter Annahme eines Strahlungsgleichgewichtes zwischen Einstrahlung von der Sonne her und Ausstrahlung der Schicht entsprechend den Wellenlängen 2972, 5577, 6300 und 6364 Å die Temperaturen 2900, 1576, 1439 und 1435° bei Tag. Bei Nacht ergeben sich für das Strahlungsgleichgewicht von Sternstrahlung und Ausstrahlung Temperaturen von 650 bis 1400°. Die unter der Annahme einer Temperatur von 1000° berechnete Energieemission stimmt mit der von Rayleigh aus Messungen der absoluten Intensität der Linie 5577 Å abgeleiteten gut überein. F. Steinhäuser.

F. Möller. Bemerkungen zur Wärmebilanz der Atmosphäre und der Erdoberfläche. Gerlands Beitr. 47, 215—217, 1936, Nr. 1/2. Der Verf. weist darauf hin, daß es in der schematischen Darstellung der Wärmebilanz von Baur und Philipps (diese Ber. S. 149) den Anschein erwecken könnte, als ob

die gesamte von der Erdoberfläche ausgehende Wärmestrahlung (— 120 % der extraterrestrischen Sonnenstrahlung) in der Atmosphäre absorbiert würde. Er hält es auch für zweckmäßiger, in dem Schema nicht die schwarze Strahlung der Erdoberfläche und die Gegenstrahlung der Atmosphäre getrennt erscheinen zu lassen, sondern nur die effektive Ausstrahlung des Bodens anzugeben, das sind 24 %; und zwar werden 12 % in der Atmosphäre absorbiert und 12 % gehen hindurch. Der Anteil der langwelligen Ausstrahlung der Atmosphäre in den Weltraum reduziert sich dann in dem Schema auf 46 %.

F. Steinhauser.

F. Baur und H. Philipps. Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel. Zwischenbemerkung. Gerlands Beitr. 47, 218—232, 1936, Nr. 1/2. Auf den in ihren früheren Arbeiten abgeleiteten Grundlagen (diese Ber. S. 149) berechnen die Verff. für das Jahresmittel der durch die Atmosphäre durchgelassenen langwelligen Erdoberflächenstrahlung 8 % der extraterrestrischen Sonnenstrahlung. Gegenüber den früher angegebenen Werten ändert sich dann das Schema des Wärmehaushaltes auf der Nordhalbkugel im Jahresmittel dahin, daß von den 120 % von der Erdoberfläche ausgehender Temperaturstrahlung 8 % durchgehen und 112 % in der Lufthülle absorbiert werden. Von der Lufthülle werden 146 % langwellige Strahlung abgegeben; und zwar gehen 50 % als Ausstrahlung in den Weltraum und 96 % als Gegenstrahlung zur Erdoberfläche.

F. Steinhauser.

J. B. S. Haldane. Carbon Dioxide Content of Atmospheric Air. Nature 137, 575, 1936, Nr. 3466. J. S. Haldane entwarf einen volumetrischen Apparat für Gasanalyse zur Bestimmung des CO_2 -Gehalts der Luft. Nötig sind zu einem Versuch 20 cm^3 Luft. Es sind unter den verschiedensten meteorologischen Bedingungen Versuche durchgeführt. Allgemein beträgt der CO_2 -Gehalt in England in 1 bis 25 m Höhe etwa 21 bis 44 Volumen auf 100 000.

H. Ebert.

Mme R. Herman-Montagne et L. Herman. Mesures relatives aux poussières et fumées dans l'atmosphère lyonnaise. Exposé des résultats obtenus en 1935. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 28 S, 1936, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 383.] Über Messungen der Verschmutzung der Luft in Lyon und der dadurch bedingten Schwächung des Tageslichtes während des Jahres 1935 wird kurz berichtet. Es ergaben sich für den täglichen Gang zwei Maxima, eins am Morgen und eins am Abend. Der Sonntag zeigt geringere Verschmutzung als die übrigen Tage. Beim jährlichen Gang wird ein starkes Ansteigen vom Juli bis zum November festgestellt. Diese Ergebnisse werden in Zusammenhang mit verschiedenen Witterungselementen wie Temperatur und Wind gebracht. Es ergibt sich weiter gute Übereinstimmung mit den Untersuchungen von London und Berlin.

Fritz Hänsch.

Otmar Eckel. Über einige Eigenschaften der ultravioletten Himmelsstrahlung in verschiedenen Meereshöhen und bei Föhnlage. Meteorol. ZS. 53, 90—94, 1936, Nr. 3. Es werden Messungen der Intensität und der Verteilung der ultravioletten Himmelsstrahlung in Gmunden (430 m), auf der Kanzelhöhe (1480 m) und auf dem Sonnblick (3106 m) mitgeteilt und miteinander verglichen. Im allgemeinen wachsen die Absolutwerte der Himmelsstrahlung bis in mittlere Höhen und nehmen in größeren Höhen wieder ab. Mit zunehmender Höhe wird relativ zur Sonnenstrahlung der Gesamthimmel und besonders die sonnennahen Teile lichtschwächer; relativ zur Zenitstrahlung nimmt die Intensität der horizontnahen Gebiete stark zu. Die Sonnenumgebung ist in allen Meereshöhen durchschnittlich 2,3 mal so hell wie das im Sonnenvertikal in 72 bis 85° Sonnenentfernung gelegene Minimum der Himmelsstrahlung. Aus der Verteilung des Himmelslichtes wird die Bestrahlung der Horizontalfläche (Ober-

licht) bei Sonnenhöhe 30° in Einheiten der Zenitstrahlung für Gmund zu 127, für Kanzelhöhe 132 und für Sonnblick 138 berechnet; die entsprechenden Werte der Bestrahlung eines senkrechten Zylindermantels (Seitenlicht) sind 207, 237, 262. Die Verhältniszahlen von Himmelslicht zu Sonnenlicht betragen für die drei Stationen für die Bestrahlung der waagerechten Fläche 2,88, 2,43, 1,74 und für den Zylindermantel 2,71, 2,52, 1,91. Das ultraviolette Sonnenlicht nimmt im Oktober bei einer Sonnenhöhe von 30° in den drei Höhenstufen im Verhältnis 0,61 : 1 : 1,33 zu. — Föhn verursacht im Tal eine Steigerung der ultravioletten Sonnenstrahlung, ein Zurücktreten der Himmelsstrahlung gegenüber der Sonnenstrahlung, ein Dunklerwerden der sonnennahen Himmelsteile und eine Aufhellung der horizontnahen Gebiete in einem Ausmaße, daß diesen Änderungen eine Hebung des Ortes um mindestens 500 m gleichzusetzen wäre.

F. Steinhauser.

Ferdinand Steinhauser. Über den Schneeanteil am Gesamtniederschlag im Hochgebirge der Ostalpen. Gerlands Beitr. 46, 405—412, 1936, Nr. 4. Aus den Niederschlagsbeobachtungen von 1891—1934 wird für die einzelnen Monate für Sonnblick, 3106 m, und Obir, 2044 m, der prozentuelle Anteil am Gesamtniederschlag für die vier Niederschlagsformen Schnee, Schnee gemischt mit Regen, Regen gemischt mit Graupel oder Hagel und Regen allein bestimmt. Für jede dieser Gruppen wird auch die Niederschlagsdichte berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabellen wiedergegeben. Nach neueren Beobachtungen ergibt sich, daß im Hochgebirge der Zentralalpen nicht nur die Zahl der Niederschlagstage, sondern auch die Niederschlagsdichte größer ist als in geringeren Höhen.

F. Steinhauser.

S. Hanzlík. Der Niederschlagseffekt der Sonnenfleckenperiode. Gerlands Beitr. 47, 15—30, 1936, Nr. 1/2. Der Verf. bildet mit dem Niederschlagsmaterial aus den World Weather Records Differenzen der Niederschlagssummen von drei Jahren um jedes Sonnenfleckenminimum minus der dreijährigen Summe um das folgende Sonnenfleckenmaximum (Effekt der Sonnenfleckenperiode) und erhält so drei Typen von Folgen des Effektes: der Typus B hat bei Zählung der Sonnenfleckenperioden von 1922/24—1927/29 nach rückwärts niedrigere Werte in den geraden Perioden als in den ungeraden, der Typus C zeigt gerade die entgegengesetzte Schwankung; der Typus BC zeigt eine Zeitlang die Schwankung des B- und dann wieder eine Zeitlang die Schwankung des C-Typus. Eine Anzahl von Kurven läßt sich nicht klassifizieren. In Karten wird die geographische Verteilung der erwähnten Typen für das Jahr und für die Jahreszeiten dargestellt. Für eine Anzahl von Stationen ergibt sich eine eindeutige Vorzeichenfolge von lauter positiven oder lauter negativen Effekten, woraus auf das Vorkommen einer Niederschlagsperiode von der Länge der einfachen und der doppelten Sonnenfleckenperiode geschlossen wird. Bei anderen Stationen zeigt sich ein regelmäßiger Wechsel der Vorzeichen in der Folge der Effekte, woraus das Vorkommen einer Kopplung der 16 jährigen Wagnerschen Periode mit einer sechsjährigen Periode abgeleitet wird.

F. Steinhauser.

F. Reuter. Die Schwankungen der Niederschlagsmenge in Mittel- und Westeuropa in Beziehung zur halbjährigen Luftdruckwelle. Meteorol. ZS. 53, 94—96, 1936, Nr. 3. Die säkularen Schwankungen der Niederschlagsmenge in Deutschland gehen den Schwankungen der Amplitude der halbjährigen Druckwelle parallel. Mit dieser Beziehung will der Verf. auch den Zusammenhang der Niederschlagsschwankungen mit dem Gang der Sonnenflecken und die Brücknersche Klimaperiode erklären. In den monatlichen Niederschlagsmengen ist die elfjährige Periode in den einzelnen Monaten verschieden gut ausgeprägt; auch hierin wird auf einen Zusammenhang mit der halbjährigen Druckwelle verwiesen.

F. Steinhauser.

G. Ludwig. Gleichzeitige Messungen von Kondensationskernen an zwei benachbarten Orten. Meteorol. ZS. 53, 106–108, 1936, Nr. 3. Die Messungen wurden mit Scholz'schen Kernzählern auf dem alten Flugfeld Frankfurt-Rebstock, 2 km von der Stadt entfernt, und auf dem neuen Zentrallflughafen Rhein—Main, der 8 km von Frankfurt entfernt in einem ausgedehnten Waldgebiet liegt, durchgeführt. Die Kernzahlen sind in Abhängigkeit von der Windrichtung und der Sicht in Tabellen angegeben. Im Mittel beträgt das Verhältnis der Kernzahlen für Stadttinneres, Stadtnähe und Wald ungefähr 4 : 2 : 1. Das Maximum der Kernzahl liegt bei Sichtstufe 4 (Sicht 1 bis 2 km) also an der Grenze zwischen Nebelbildung oder Auflösung. In der Häufigkeitsverteilung der Kernzahlen fiel am neuen Flugplatz das Maximum (52 %) auf den Bereich von 5000 bis 10 000 Kernen; am alten Platz lag das Maximum (30 %) im Bereich von 20 000 bis 50 000 Kernen.

F. Steinhäuser.

Leo Lysgaard. Der Einfluß der jährlichen Temperaturvariation auf den Niederschlag. Meteorol. ZS. 53, 108, 1936, Nr. 3. Da die Atmosphäre der nördlichen Halbkugel im Frühling eine bestimmte Wasserdampfmenge aufnimmt, die von der Temperaturzunahme vom Winter zum Sommer abhängt, und im Herbst entsprechend dem Temperaturabfall vom Sommer zum Winter wieder abgibt, ist zu erwarten, daß die Temperaturzunahme die Niederschlagsmenge des Frühlings vermindert und der Temperaturfall die des Herbstes vergrößert. Es wurde der Versuch gemacht, für Dänemark auf Grund der Annahmen über die mittleren Extreme der Dampfspannung den Überschuß des Herbstniederschlags über den Frühlingsniederschlag zu berechnen, was eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergab. Auf den Energiegewinn der Atmosphäre durch die vermehrte Kondensation im Herbst wird zum Teil zurückgeführt, daß im Herbst die Fronten häufig ihre Aktivität vergrößern, während sie im Frühling oft ausdornen.

F. Steinhäuser.

Erwin Balleke. Die unregelmäßigen Wetterperioden. Meteorol. ZS. 53, 109—111, 1936, Nr. 3. Der Verf. empfiehlt zur Charakterisierung des Witterungsablaufes eines bestimmten Zeitabschnittes die Angabe von Mittelwerten natürlicher Schlechtwetterperioden, Schönwetterperioden oder Kälteperioden an Stelle der Monats- oder Pentadenmittel, die durch Übergreifen über verschiedene Witterungsperioden oft ein falsches Bild geben. Zur anschaulichen Darstellung gibt er ein Schema für die Kombination von Mitteltemperatur, mittlerer Sonnenscheindauer und Niederschlagssumme in jeder natürlichen Witterungsperiode an. *F. Steinhäuser.*

Hugo Scheuble. Ein Beitrag zur Klärung des Wünschelrutenproblems: Die Mechanik des Rutenausschlags. S.-A. Berg- u. Hüttenmänn. Jahrb. 84, 4S., 1936, Nr. 1. Die Frage nach der Mechanik des Ausschlags der Wünschelrute wird behandelt und gezeigt, daß das Drehen der Rute mechanisch durch Kräfte der um sie geschlossenen Finger erklärbar ist. Ein das mechanische System: Unterarme—Hände—Rute darstellendes Modell dient zum Nachweis über die verschiedenen Vorgänge beim Rutenausschlag und stützt diese mechanische Theorie.

H. Ebert.

T. Okada. Note on the Correlative Oscillations of the Surface Water Temperature of the Oyasio and the Kurocio. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 97—103, 1936, Nr. 2. Es wird gezeigt, daß eine anormale tiefe Wassertemperatur im Japanstrom zur Winterzeit einen kalten Sommer in Nordjapan nach sich zieht.

H. Ebert.

Geophysikalische Berichte

K. Ledersteger. Der Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten. *ZS. f. Geophys.* **12**, 48—58, 1936, Nr. 2/3. *K. Jung.*

Takahiro Hagiwara. The Air Damper. *Bull. Earthq. Res. Inst.* **13**, 783—788, 1935, Nr. 4. Bei der Luftdämpfung der Seismographen genügt es im allgemeinen, den dämpfenden Druck der Geschwindigkeit proportional und mit ihr in Phase anzunehmen. Bei Berücksichtigung der Zusammendrückbarkeit der Luft jedoch zeigt die Theorie, daß eine Phasenverschiebung zwischen der Geschwindigkeit des Dämpferkolbens und dem Druck besteht. Der Phasenunterschied ist bei langperiodischen Schwingungen, wie sie bei den gewöhnlichen Seismographen vorkommen, klein. Bei kurzperiodisch schwingenden Instrumenten, wie den mechanischen Beschleunigungsseismographen, muß er berücksichtigt werden. Durch geeigneten Bau der Dämpfungseinrichtung kann auch hier der Phasenunterschied verhältnismäßig klein gehalten werden. Die Theorie wurde durch Experimente bestätigt. *K. Jung.*

Otto Meissner. Die Verwendung des Begriffs der „relativen Amplitude“ in der Meteorologie. *Meteorol. ZS.* **53**, 192—193, 1936, Nr. 5. Der Verf. empfiehlt die Verwendung der relativen Amplitude, die die Amplitude einer periodisch schwankenden Größe geteilt durch ihren Mittelwert darstellt, da diese eine klarere Einsicht in die Bedeutung der Periodizität gibt. Bei der Temperatur muß dabei die absolute Skale verwendet werden. Die relative Jahresamplitude der Temperatur ist in den Tropen fast Null, in Werchojansk 0,13 und in Mitteleuropa 0,02 bis 0,03. Beim Luftdruck kommt durch die relative Amplitude die Zunahme der Schwankung mit der Höhe besonders deutlich zum Ausdruck. *F. Steinhauser.*

C. W. Lutz. Aufzeichnung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **47**, 241—251, 1936, Nr. 3. Es wird eine Einrichtung zur Aufzeichnung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft geschildert, die im Grundgedanken dem ersten Verfahren von H. Schering entspricht. Der Zerstreuungskörper der aus einem mattgeschliffenen oben und unten abgeschlossenen Aluminiumrohr von 5 cm Außendurchmesser und 125 cm Länge besteht, ist isoliert und gegen das Erdfeld geschützt aufgehängt. Er wird durch eine selbsttätige Wippe alle 6 Minuten auf + bzw. — 30 Volt aufgeladen. Der Ladungsverlust wird durch ein Saitenelektrometer und durch einen Lichtschreiber aufgezeichnet. Der Lichtschreiber, die Wippe, die zum Betrieb der Wippe dienende Stromschaltung und die Prüfung der ganzen Einrichtung werden ausführlich beschrieben. *F. Steinhauser.*

Shukusuké Kôzu and Kôichi Kani. Viscosity Measurements of the Ternary System Diopside-Albite-Anorthite at High Temperatures. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, 383—385, 1935, Nr. 9. Zwischen 1150 und 1575° C wurde die Zähigkeit von Diopsid-Albite-Anorthite-Gemischen verschiedener Zusammensetzung gemessen. Das Auskristallisieren einer Komponente ist in den Zähigkeits-Temperatur-Diagrammen deutlich erkennbar. Daraus wurden graphisch die mineralogisch und petrographisch wichtigen Zähigkeiten der Schmelzpunkte ermittelt. *Erk.*

Harlan T. Stetson. Variation in Latitude with the Moon's Position. *Nature* **137**, 993—994, 1936, Nr. 3476. Verf. nimmt Stellung zu Kawasakis Ergebnissen in *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **11**, Nr. 10, 1935, in denen keine so großen Werte wie die vom Verf. für die tägliche Mondvariation gefunden werden. Dies wird auf die Auswertungsmethode und die Mittelbildung zurückgeführt. Verff.

Methode wird skizziert, eine ähnliche Analyse für 1928/31 wird erörtert und die Verschiedenheit in manchen Jahren hervorgehoben. Nach Kimuras Daten werden geophysikalische Änderungen den Mondeffekt überlagern, deshalb sind Untersuchungen über kurze Intervalle von nicht über 3 Jahren zweckmäßig. *Sättele.*

L. Labocetta. Determinazione delle dimensioni della terra con il metodo meccanico di Galileo per la misura delle distanze dei punti inaccessibili. *Lincei Rend.* (6) 22, 517—522, 1935, Nr. 11. Der Verf. führt den Begriff der Eigenzeit der Erde ein, unter der er die Umlaufzeit eines schweren Körpers um die Erde auf einer Kreisbahn versteht, deren Durchmesser dem Erddurchmesser gleich ist. Die Größe dieser Eigenzeit (84,5 min) kann durch Pendelbeobachtungen am Pol und am Äquator erhalten werden, wenn die Gravitationsunterschiede an beiden Stellen lediglich auf die Unterschiede der Zentrifugalbeschleunigung zurückgeführt werden. Bei bekannter Eigenzeit kann aus Pendelbeobachtungen am Pol der Erdradius berechnet werden. Die Eigenzeit der Erde steht in einem engen Zusammenhang mit deren Dichte. Der Einfluß der wirklichen Gestalt der Erde kann durch Pendelbeobachtungen längs eines Meridians ausgeschaltet werden. *Schön.*

G. Dietrich. Die Ergebnisse der holländischen Schwereexpeditionen 1923—1932. *Naturwissensch.* 24, 395—397, 1936, Nr. 25. *K. Jung.*

Richard Schumann. Abhängigkeit der „Bahn des Poles“ von der Tageszeit der Beobachtung? *ZS. f. Geophys.* 12, 37—48, 1936, Nr. 2/3. Nach den Ergebnissen des internationalen Breitendienstes scheint seit 1922,7 die durchschnittliche Amplitude der jährlichen Periodizität der Polbahn um 10 %, die der Chandlerschen Periodizität um 50 % kleiner zu sein als vor 1922,7. Da zu dieser Zeit ein Wechsel der Beobachtungszeiten stattfand, besteht die Möglichkeit, daß sich hierin störende Einflüsse von täglicher Periode ausdrücken. Durch eine Erweiterung des Stationsnetzes und des Beobachtungsprogramms kann eine Klärung herbeigeführt werden. *K. Jung.*

O. Meisser. Tabelle der Normalschwere von 47° bis 56° Breite für sehr genaue relative Schweremessungen. *ZS. f. Geophys.* 12, 63—64, 1936, Nr. 2/3. Die Tabelle enthält die Normalschwere nach der Helmerstonschen Formel von 1901 bis auf Hundertstel Milligal für die Breiten 47° 0' bis 56° 0' von Minute zu Minute, ferner Umrechnungstabellen für die Normalschwere nach der Formel von Bowie (1917) und der internationalen Formel von Cassinis (1930). *K. Jung.*

Karl Jung. Bemerkung zur Potentialtheorie des Schwerfeldes. *ZS. f. Geophys.* 12, 65—66, 1936, Nr. 2/3. Kann man die Poissonsche Gleichung der Potentialtheorie durch die Laplacesche Gleichung ersetzen, so muß man mit gleichem Recht den Unterschied zwischen der Freiluftreduktion und der Reduktion nach Prey vernachlässigen können. Da dies nicht zulässig ist, muß die Poissonsche Gleichung auf die nach Prey reduzierten Schwerewerte angewandt werden, und es ist nicht statthaft, das Glied $4\pi/\rho$ (f = Gravitationskonstante, ρ = Dichte) zu vernachlässigen. *K. Jung.*

F. Hopfner. Stellungnahme zum vorangehenden Artikel (Potentialtheorie des Schwerfeldes). *ZS. f. Geophys.* 12, 66—67, 1936, Nr. 2/3. *K. Jung.*

A. L. Hales. Convection currents in the earth. *Month. Not. Geophys. Suppl.* 3, 372—379, 1936, Nr. 9. Die beobachteten Schwereanomalien zwingen einer-

seits zu der Annahme, daß in der unteren Erdkruste beträchtliche Spannungen bestehen. Andererseits lassen sich die von Vening Meinesz gefundenen Felder positiver Anomalien durch vertikale Konvektionsströme im Innern der Erde erklären, die nur bei nicht zu großer Zähigkeit möglich sind. Die theoretische Untersuchung zeigt, daß beide Annahmen in Übereinstimmung gebracht werden können. *K. Jung.*

E. C. Bullard and H. L. P. Jolly. Gravity measurements in Great Britain. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 443—477, 1936, Nr. 9. Eine ausführliche Zusammenstellung der seit 1817 in England ausgeführten Schweremessungen. Angabe von Beobachtungswerten, Freiluftanomalien, Bouguerschen Anomalien und unter verschiedenen Annahmen reduzierten isostatischen Anomalien. *K. Jung.*

W. v. zur Mühlen. Seismische Bodenunruhe und Brandung. ZS. f. Geophys. 12, 97—111, 1936, Nr. 2/3. Die von E. Tams begonnenen Untersuchungen über mikroseismische Bodenunruhe und Brandung werden fortgesetzt. Für die Zeit vom 1. bis 31. Januar 1930 und vom 20. Januar bis 10. Februar 1932 werden die Korrelationskoeffizienten zwischen der Brandung an der norwegischen Küste, der Biskaya, der schottisch-irländischen Küste, der jütisch-pommerisch-memeländischen Küste und der Bodenunruhe in Hamburg, Potsdam, Stuttgart, auf dem Taunus-Observatorium, in Straßburg und Kew angegeben. Die bereits früher für den zweiten Zeitraum festgestellten engen Beziehungen zwischen der norwegischen Brandung und der Bodenunruhe in Hamburg und Potsdam bestehen auch für Stuttgart und Taunus-Observatorium; dies gilt jedoch nicht von dem ersten Zeitraum, in dem die starke Brandung an der Biskaya und der schottisch-irländischen Küste in Erscheinung tritt. Die Bodenunruhe in Straßburg ist vorzugsweise von der Biskaya-Brandung beeinflusst, wenn diese stark ist. In Kew tritt die schottisch-irländische Brandung hervor, aber nicht so stark, wie bei der geringen Entfernung zu erwarten wäre. Die norwegische Brandung ist in Kew ohne wesentlichen Einfluß, wenn die Brandung an den anderen atlantischen Küsten stark ist. Die Erwartungen Schwinners werden im großen und ganzen bestätigt, gegen sie sprechen allerdings der starke Einfluß der norwegischen Brandung in Stuttgart und auf dem Taunus-Observatorium und deren geringe Wirkung in Kew. Die Brandung ist nicht alleinige Ursache der Bodenunruhe. Wie weit der Seegang auf hohem Meer und die Luftdruckschwankungen auf den Kontinenten wirksam sind, läßt sich aus dem untersuchten Material nicht entscheiden. Es scheint eine Beziehung zwischen Lage der Zyklonenzentren und Stärke der Bodenunruhe zu bestehen. *K. Jung.*

F. J. W. Whipple. On the theory of the strains in an elastic solid bounded by a plane when there is a nucleus of strain at an internal point, and on the relation of the theory to seismology. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 380—388, 1936, Nr. 9. *K. Jung.*

Harold Jeffreys. A comparison of seismological stations. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 423—443, 1936, Nr. 9. Aus der Abweichung der in einzelnen Stationen abgeladenen *P*-Einsätze von den Laufzeitkurven der *P*-Wellen bei Beben verschiedener Herkunft, werden Angaben über die Zuverlässigkeit der verschiedenen Erdbebenstationen hergeleitet; ferner wird bestimmt, welches Gewicht den Ablesungen der verschiedenen Stationen bei Laufzeituntersuchungen beizulegen ist. Grundlage der ausführlichen Untersuchung sind die Angaben des International Seismological Summary, Januar 1930 bis März 1931. *K. Jung.*

Win Inouye. Some Experiments on the Waves generated by the Rotation of Some Eccentric Masses. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 757—762, 1935, Nr. 4. (Japanisch mit englischer Zusammenfassung.) *K. Jung.*

Katsutada Sezawa. Vibrational Causes of the Overturning of Railway Carriages on the Setagawa Bridge in the Typhoon of Sept. 21, 1934. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 715—721, 1935, Nr. 3. Theoretische Untersuchungen über die Ursachen des Eisenbahnunglücks. Periodische Wirbelbewegungen des heftigen Windes können mit Eigenschwingungen der Eisenbahnwagen in Resonanz sein, und der Wind kann instabile Schwingungen der Eisenbahnwagen erregen. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The Nature of Microseisms of Local Type. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 729—738, 1935, Nr. 4. Wie aus theoretischen Untersuchungen folgt, sind die örtlich verschiedenen, ungedämpft aussehenden mikroseismischen Bewegungen keine freien Schwingungen einer auf sehr starrer Unterlage ruhenden Oberschicht, sondern dem Resonanzfall nahe erzwungene Schwingungen, hervorgerufen von periodischen Luftdruckschwankungen. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa. Elastic Waves Produced by Applying Statical Force to a Body or by Releasing it from a Body. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 740—748, 1935, Nr. 4. Bei Belastung der Oberfläche eines elastischen Mediums wird ein Teil der zugeführten Energie dazu verwandt, den statischen Spannungszustand herzustellen, der Rest setzt sich in elastische Wellen um, wenn von wärmeerzeugenden und anderen nichtelastischen Energieumsetzungen abgesehen wird. Die Energie der elastischen Wellen ist abhängig von der Geschwindigkeit, mit der die Belastung ihren Endbetrag erreicht. Geht die Belastung sehr langsam vor sich, so treten keine elastischen Wellen auf. Geschieht die Belastung augenblicklich, so ist die Energie der elastischen Wellen gleich der des erzeugten Spannungszustandes. Entsprechende Energien werden bei Entlastung umgesetzt. *K. Jung.*

Katsutada Sezawa and Kiyoshi Kanai. The Effect of Sharpness of Discontinuities on the Transmission and Reflection of Elastic Waves. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 750—755, 1935, Nr. 4. Zwischen zwei Schichten im Erdinnern sei die Grenze nicht scharf, sondern es möge eine schmale Zwischenzone bestehen, in der die Starrheit sich linear ändert. Die theoretische Untersuchung zeigt, daß dann nur lange Wellen so reflektiert und durchgelassen werden, als sei die Zwischenzone nicht vorhanden. Bei kurzen Wellen ist der durchgehende Anteil größer, der reflektierende Anteil kleiner als bei scharfer Grenze. Es ist möglich, daß eine solche Zwischenzone an der Erdkerngrenze mitwirkt und die kürzeren *P*-Wellen leichter durchläßt als die längeren Wellen der *S*-Bewegung. *K. Jung.*

Seiti Yamaguti. A Model Experiment on the Mechanism of Occurrence of Earthquake. Bull. Earthq. Res. Inst. 13, 772—781, 1935, Nr. 4. Tiefe Erdbeben sind vielfach von sekundären Beben begleitet, deren Epizentren einige hundert Kilometer vom Ort des Hauptbebens entfernt sind. In ähnlicher Weise treten die von Stürmen, Zyklonen und Wolkenbrüchen ausgelösten Beben meist in einiger Entfernung vom Ort dieser Erscheinungen auf. Zur experimentellen Klärung wird ein Gummiball von festem Agar-Agar umgeben und von dem Druck einfließenden Wassers ausgedehnt. Einfließende Wassermenge und Druck werden gleichzeitig gemessen. Plötzliches Sinken des Druckes bei weiterströmendem Wasser zeigt Bruchbildung in der Agar-Agar-Masse an. Die Lage der Hauptbruchlinien stimmt mit den Beobachtungen über sekundäre Beben überein. *K. Jung.*

Jelenko Mihailovic. Die Erdbebenkatastrophen in Albanien. Gerlands Beitr. 47, 252—266, 1936, Nr. 3. Dede.

Norbert Lichtenecker. Gletscheruntersuchungen in der Sonnblickgruppe 1930 bis 1934. Wiener Anz. 1936, S. 96—98, Nr. 11. XLIV. Jahresber. d. Sonnblick-Ver. f. 1935, S. 13—37. Markenmessungen am Goldberg-, Wurten- und Kleinfleißkees ergaben einen ständigen Rückgang dieser Gletscher in den Jahren 1930 bis 1934. Wesentlich besser als aus den Markenmessungen ergab sich der Einfluß der klimatischen Verhältnisse in den Beobachtungsjahren aus der jährlichen Vermessung des Einsinkens der Eisoberfläche in zwei Profilen durch das Goldbergkees in etwa 2480 und 2710 m Höhe. Der durchschnittliche Wert der jährlichen Aschmelzung der Eisoberfläche betrug in diesen Höhen 1,5 bzw. 1,0 m. Die Abwärtsbewegung der Eisoberfläche erreichte im unteren Profil des Goldbergkeeses einen maximalen Wert von 7,1 m pro Jahr, im oberen Profil 2,1 m. Wegen der Verringerung der Eismächtigkeit wurde die Geschwindigkeit von Jahr zu Jahr kleiner. Die Schneegrenze lag in der Beobachtungszeit in 2900 m Höhe, zur Zeit des Hochstandes des Goldberggletschers um 1850 aber in 2700 m Höhe. Die Ergebnisse sind in Tabellen und in einer ausführlichen Karte wiedergegeben.

F. Steinhauser.

P. T. Sokolov. Über einige Eigenschaften der Laufzeitfunktion. Gerlands Beitr. 47, 267—289, 1936, Nr. 3. Ausgehend von der Voraussetzung, daß die Wellenlängengeschwindigkeit v in der Erde eine Funktion des Radiusvektors r ist, $v = v(r)$, und daß die Laufbahnen der seismischen Wellen nur ein Minimum in bezug auf den Radiusvektor haben, wenn $dq/dr = d(n \cdot r)/dr > 0$, wo $q = n \cdot r = r/v$, leitet der Verf. eine Formel für die Herddistanz Δ unter der Annahme ab, daß der Herd des Bebens an der Erdoberfläche liegt; daraus ergibt sich auch die Laufzeitfunktion $T = T(\Delta)$. Die geraden Ableitungen von T nach Δ werden bei $\Delta = 0$ zu null. Die Laufzeitfunktion ist eine gerade Funktion von Δ . Die Koeffizienten der Potenzreihe der Laufzeitfunktion sind Funktionen der Werte q und ihrer Ableitungen bei $r = R$, wo R der Erdradius ist. Es kann also, wenn die Reihe für die Laufzeitfunktion bekannt ist, die Reihe für die Funktion $q = q(r)$, das heißt für die Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Tiefe aufgestellt werden und umgekehrt. Analoge Ableitungen werden auch für den allgemeinen Fall gemacht, daß der Erdbebenherd nicht an der Erdoberfläche liegt.

F. Steinhauser.

Karl Uller. Die Entwicklung des Wellen-Begriffes, IX. Gerlands Beitr. 47, 299—320, 1936, Nr. 3. Der Verf. leitet den allgemeinsten Ausdruck für die skalare und für die vektorielle Welle und für das Interferenzprinzip ab. Dabei wird nicht mehr vorausgesetzt, daß die Feldgleichungen linear seien; die Phasenfolge φ und die Stärke der Störung ω werden von vornherein komplex in Rechnung gestellt. Es werden Beispiele mit einfacher Quellungsform unter Voraussetzung ruhender und homogener Mittel besprochen, die sich auf komplexe Phasengleichungen aus linearen Feldgleichungen der Fluidik, der Thermik, der Elektromagnetik und der Elastik beziehen. Die Phasenverteilung und Phasenwanderung in linearen Wellen ist unabhängig von der Wellenstärke. Die Behandlung einer Welle, die aus einer nichtlinearen Feldgleichung stammt (Wärmeleitung in festen Körpern), zeigt, daß die Phasenverteilung und -wanderung in nichtlinearen Wellen auch von der Wellenstärke und von der Feldstärke der Welle abhängt. In nichtlinearen Wellen ist die Phasengleichung nur in Verbindung mit der Stärkgleichung zu lösen. Es zeigt sich, daß auch nichtlineare Wellen sich gegenseitig nicht beeinflussen.

F. Steinhauser.

S. W. Visser. Some remarks on the deep-focus earthquakes in the international seismological summary. Gerlands Beitr. 47, 321—332, 1936, Nr. 3. Turners Annahme einer normalen Herdtiefe von $0,04 R = 255$ km für Beben mit tiefem Herd ist nicht zutreffend. Mit zunehmender Herdtiefe nimmt die Zahl der Beobachtungen von echten langen Wellen (L) ab und entsprechend die Zahl der Fälle ohne Beobachtungen von langen Wellen (N) zu. Für die verschiedenen Herdtiefen wird der mittlere prozentuelle Anteil von L und N angegeben. Auf Grund dieser Zusammenstellungen können bis zu Herdtiefen von $0,09 R$ die Prozentzahlen von L und N zur Bestimmung der Tiefe des Herdes verwendet werden. Das L - N -Kriterium wurde auf alle Beben mit tiefem Herd, die im International Seismological Summary 1918—1930 angegeben sind, angewendet. 129 ausgewählte Beben mit tiefem Herd, deren Herdbestimmungen ganz zuverlässig erschienen, verteilen sich auf den Westen von Südamerika, auf das Gebiet in der Nähe der Samoa-Inseln, auf die Celebes-See und Mindanao und auf die Ostmandschurei und östlich von Sachalin. Die tiefen Herde finden sich an der Landseite der Erdbebenzone des circumpazifischen Gürtels. Die Herdtiefe nimmt landeinwärts in Südamerika, im ostindischen Archipel und in Japan zu. Die ausgewählten Beben mit tiefem Herd zeigen keine halbjährige, sondern nur eine ganzjährige Periode. *F. Steinhäuser.*

F. Běhounek. Methods and results of testing thermal springs for radioactivity. Arch. Med. Hydr. 14, 137—142, 1936, Nr. 2. Es wird ein neuentwickeltes Emanometer (Meßgrenze etwa 10^{-11} Curie) beschrieben und über Untersuchungen der Aktivitätsverhältnisse der Termen von Pistyan sowie einiger weiterer slowakischen Termen berichtet. Der Emanationsgehalt der Termen von Pistyan (Temperaturen 35 bis 63°) schwankt zwischen 0,2 und 25,3 Mache-Einheiten. Zwischen Emanationsgehalt, Temperatur und Härte des Wassers besteht keine Beziehung. Es wird angenommen, daß das Fehlen eines Zusammenhanges auf die zerklüftete Natur des Geländes, das die Quellen durchstreichen, zurückzuführen ist. Die Bodenluft in der Nähe der Quellen enthält bis zu 13 Mache-Einheiten. Nach dem Joly'schen Schmelzverfahren werden die Quellsedimente einiger Termen auf ihren Ra-Gehalt untersucht; die Ergebnisse schwanken zwischen 17,2 und $40,1 \cdot 10^{-12}$ g Ra pro Gramm trockene Substanz. Zum Schluß wird eine Zusammenstellung der bekannten radioaktiven Termen gegeben. *Israël-Köhler.*

P. Robert Zeilinger. Über die Nachlieferung von Radiumemanation aus dem Erdboden. S.-A. Terr. Magn. 40, 281—294, 1935, Nr. 3. Die im Zeitraum von Dezember 1933 bis Oktober 1934 aus dem Erdboden nachgelieferte Radiumemanation wird vom Verf. in der Nähe von Innsbruck gemessen. Die Messung der sich mit der Zeit ansammelnden Radiumemanation erfolgte auf ionometrischem Wege nach der Auflademethode. Zwei Ionisationszylinder, von denen der eine stets mit emanationsfreier Luft, der andere gleichgebaute mit der zu untersuchenden Luftprobe gefüllt waren, wurden in Differentialschaltung unter Benutzung eines Kolhörsterschen Einschlingen-Elektrometers verwendet. Als jährlicher Mittelwert der Exhalation (unter Exhalation ist die pro cm^2 und sec aus dem Boden entströmende Emanationsmenge, ausgedrückt in Curie/ cm^2 sec, verstanden) ergab sich etwa $50 \cdot 10^{-18}$ Curie/ cm^2 sec, ein Wert, der sich in guter größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit Messungen in Dublin und Manila befindet. Verf. untersucht ausführlich die Einflüsse verschiedener meteorologischer Faktoren, wie Jahreszeit, Wind, Schnee, Regen, Barometerstand, Temperaturen u. a. Die Größe dieser Einflüsse auf die Exhalation ist stark von der Jahreszeit abhängig. Die höchsten Werte der Exhalation werden im Sommer (Juli und August) ge-

funden; in dieser Jahreszeit wurden Exhalationswerte von der Größenordnung 10^{-10} Curie/cm² sec beobachtet.

Nitka.

Eugenie Soru und N. Wolodkewitsch. Über Unipolarisierung der künstlichen Luftbeladung in Räumen. S.-A. Bioklim. Beibl. 1935, S. 124—129, Nr. 3. Es werden Versuche beschrieben, in einem Wohnraum elektrische Luftbeladungen herzustellen, deren Unipolaritätsgrad denjenigen der Luft im Freien erreichen oder überschreiten sollte. Auch hinsichtlich der Ionengröße sollte die Ionenmischung möglichst den natürlichen Luftionen entsprechen. Als Ionenquelle wurde hauptsächlich die Gasflamme des Bunsenbrenners und der AEG-Ionisator verwendet, daneben auch ein Kohlelichtbogen und die im Univ.-Inst. f. physikal. Grundl. d. Medizin, Frankfurt a. M. entwickelte Mg-Ionen-Apparatur. Es wurden einige Methoden der Unipolarisierung untersucht und die Mengen der erzeugten positiven und negativen Ionen und ihre Beweglichkeit gemessen. Es ergab sich, daß es durchaus möglich ist, bei beliebig hohem Unipolaritätsgrad künstlich Ionen herzustellen, deren Größe den natürlichen entspricht. Geeignete Verfahren werden angegeben.

Rajewsky.

Helmuth Heinze. Über schnelle Ladungsänderungen in Gewitterwolken. Eine Untersuchung des Verhaltens der Wolkenelektrizität auf Grund von Feldmessungen und Blitzphotographien. Ann. d. Hydrogr. 64, 129—143, 1936, Nr. 4. Nach Erörterungen des Einflusses des Blitzes auf das Erdfeld wird die Apparatur beschrieben. Die Blitze sind mit einer rotierenden Kamera photographiert; diese Bilder sind dann mit gleichzeitigen Registrierungen der Feinstruktur des elektrostatischen Feldes der Erde (Schwankungen bis zu 0,01 sec hinunter) verglichen. Das Feld wird mittels einer „Wilson-Platte“ gemessen, in deren Erdleitung sich ein Röhrenverstärker befindet. Ausführlich werden dann die Ergebnisse besprochen. Dabei sind die Erdblitze bevorzugt, da nur diesen eine Eindeutigkeit zuzuschreiben ist; die vom Verf. als Flächenblitze bezeichneten Entladungen geben auch im Schwankungsverlauf kein anderes Bild als die Erdblitze; man könnte vielleicht ablesen, daß sie ruhiger verlaufen. Die Versuche haben nun gezeigt, daß von insgesamt 605 gesehenen Blitzen, deren Feldschwankungen registriert wurden, nur vier positiven Blitzen (nach Wilson) entsprechen. Dies steht im Widerspruch zu den Beobachtungen anderer Autoren und wird erklärt mit dem größeren zeitlichen Auflösungsvermögen der vom Verf. benutzten Apparatur.

H. Ebert.

Martin Rodewald. Das norddeutsche Hochdruck-Gewitter vom 19. August 1932. Schlußmitteilung. Ann. d. Hydrogr. 64, 143—153, 1936, Nr. 4. Verf. zeigt, daß das norddeutsche Hochdruckgewitter vom 19. August 1932 — als Vorläufer gleichartiger, weiter im Nordosten stattfindender Nachtgewitter — dem Typus der von R. Scherhag untersuchten nächtlichen Küstengewitter zuzuordnen ist (als Ursache eines tieftroposphärischen Warmluftvorstoßes). Für die entgegenstehende Ansicht von G. Seifert ist keine Stütze gefunden. Die Gewitter entstehen mit großer Wahrscheinlichkeit dadurch, daß kontinentale Tropikluft sich über kältere Luft emporschiebt und dabei unter eine kalte Höhenströmung gerät (Warmlufteinschubgewitter). Zum Schluß wird auf zwei Punkte hingewiesen, die die Vorhersage solcher Gewitter ermöglichen.

H. Ebert.

Harald Müller. Blitzströme. Elektrot. ZS. 57, 415—416, 1936, Nr. 15. Verf. berichtet über die Untersuchungen der Blitzströme, die Norinder mit Hilfe einer Rahmenantenne und eines Oszillographen an Freileitungen durchgeführt hat. Für die Meßeinrichtung wird die theoretische Grundlage wiedergegeben, die auf Grund des Induktionsgesetzes die Ermittlung des Stromes gestattet. Die Messungen

ergeben in Übereinstimmung mit den Spannungsmessungen, daß vorwiegend negative Stromstöße auftreten. Die Anstiege der Blitzstromstärken liegen bei 1 bis $3 \text{ kA}/\mu\text{sec}$, die Dauer zwischen 10 und $30 \mu\text{sec}$. Für die Blitzladungen findet Norinder im allgemeinen Werte zwischen 0,1 und 0,5 Coulomb, maximal 2 Coulomb.

Pfesterf.

D. F. Martyn and O. O. Pulley. The Temperatures and Constituents of the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **154**, 455—486, 1936, Nr. 882. Die Verff. fanden bei Hochfrequenzmessungen über Höhe und Elektronendichte der Atmosphäre zwischen der *E*- und *F*-Schicht zur Tageszeit eine absolute Temperatur von etwa 1000° . Während der Nacht dagegen traten größere Abkühlungen ein. Als Ursache der hohen Temperatur, die im Winter und Sommer festgestellt wurde, ist in der Hauptsache die Absorption der ultravioletten Strahlen des Sonnenlichtes durch Ozon angenommen. Die Abkühlung wird durch die Anwesenheit von Wasserdampf in der Ionosphäre hervorgerufen. Die Ionisationsdichte wechselte direkt, die Höhe der *F*-Schicht indirekt mit dem Barometerstand auf der Erde. Die höchste Temperatur ist in einer Höhe von 60 km, die niedrigste in 82 km Höhe gefunden.

Lampe.

G. Leithäuser. Distriktshörbarkeit. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **47**, 174—175, 1936, Nr. 5. Das von Stoye (Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **47**, 21, 1936) mitgeteilte Beobachtungsmaterial erweist sich als im Einklang mit eigenen Beobachtungen des Verf. Weitere Einzelheiten des Stoyeschen Materials werden gedeutet und ihr Zusammenhang mit erdmagnetischen (Nordlicht) und Sonneneinstrahlungseinflüssen dargetan.

Hermann Schaefer.

Harald Norinder. The relation between lightning discharges and atmospherics in radio receiving. Journ. Franklin Inst. **221**, 585—611, 1936, Nr. 5. Zwei Variationsformen atmosphärischer Erscheinungen in Verbindung mit Gewittern wurden beobachtet: 1. Die „Schläge“ (clocks), Einzelentladungen von kurzer Dauer, verursacht durch lokale Funkenentladungen. 2. Das Brodeln im Lautsprecher. Die Oszillogramme hierzu zeigen Kurvenformen nach Art gewöhnlicher Blitzentladungen. Die in größeren Entfernungen vom atmosphärischen Störungsherd aufgenommenen Oszillogramme zeigen meistens charakteristische Kurven mit mehr oder weniger ausgesprochenen und überlagerten periodischen oder quasiperiodischen Änderungen. Aus Berechnungen geht hervor, daß atmosphärische Erscheinungen mit typischen Kurvenformen aus Blitzentladungen mit unkomplizierten Variationsformen, wie sie aus Kathodenstrahloszillogrammen bekannt sind, abgeleitet werden können. Die bisweilen anscheinend komplizierten Formen atmosphärischer Erscheinungen des kurzen Entladungstyps wurden in den meisten Fällen als Sekundäreffekt, verursacht durch sukzessive Deformation während der Aussendung, erkannt.

Winckel.

Tatv Darshi Bansal. Ionospheric height at Allahabad. Techn. Phys. USSR. **3**, 111—134, 1936, Nr. 2. Aus dem Vergleich der virtuellen Höhe des ersten Echos mit der Höhe des streifenden Lichtstrahls wird gefolgert, daß die mittlere Geschwindigkeit der Welle in der Ionosphäre etwa von der Größenordnung $\frac{1}{25}$ des Lichtes im Vakuum ist. Der Zeitpunkt des ersten Echos vor Sonnenaufgang wechselt täglich und scheint eine Periode von 66 Tagen zu haben. Die maximale Ionisation wird um 1430 IST erreicht. Folgende Anomalien wurden beobachtet: 1. Zur Zeit des ersten Auftretens des Echos. 2. Die Erscheinung des Echos mit drei oder mehr Komponenten. 3. Beobachtung mancher Echos, bei denen das zweite Echo oder eine Komponente um die andere schwingt. Aus Diagrammen werden ionisierte Schichten in 500 bis 800 km abgeleitet. Die *F*-Schicht scheint aus zwei getrennten Schichten

mit Höhen von 250 und 300 km zu bestehen. Die *T*-Schichten maximaler Ionisation wurden in 70 bis 100 und 120 bis 140 km Höhe festgestellt. Die Ionosphäre scheint ein stratus-wolkenartiges Elektronengebilde zu sein mit maximalem Ioneninhalt in verschiedenen Höhen. Es wird noch auf verschiedene Anomalien hingewiesen, die bei Mondnächten im Gegensatz zu mondlosen Nächten auftreten. *Winckel.*

R. C. Colwell and A. W. Friend. The *D* Region of the Ionosphere. *Nature* **137**, 782, 1936, Nr. 3471. Verff. vermuten eine dritte Schicht in 5 bis 50 km Höhe, die Radiowellen reflektiert. Die Beobachtungen ergaben: 1. Der untere Teil der *D*-Schicht ist innerhalb der normalen Winde der Troposphäre. Gelegentlich wächst sie zu einer Höhe von 50 km in Niederdruckbereiche an und fällt dann in Hochdruckgebiete bis 5 km. Dies zeigt sich in den Schwankungen des KDKA-Senders. 2. Allgemein wurden Reflexionen aus zwei Teilen der Schicht mit virtuellen Höhen von 5 bis 30 km und 40 bis 55 km beobachtet. In Zeiten geringen Luftdrucks vereinigen sich beide Schichten. 3. Zeitweise ist die Schicht sehr unstet. Polarisation und Intensität schwanken stark, besonders bei Sonnenauf- und Untergang. 4. Die *E*- und *F*-Schicht werden durch die untere Schicht abgeschirmt. Mit Erhöhung der Intensität der *D*-Reflexionen verringert sich die der beiden anderen. 5. Es wurden Wellen von 1614 und 3492,5 Kilohertz benutzt. Die Durchdringung und Änderungen sind auf der höheren Frequenz größer. 6. Periodisches Fading wurde auf Stationen innerhalb 150 km entsprechend dem Wechsel der Interferenz, dem Steigen und Fallen der *D*-Schicht beobachtet. *Winckel.*

R. A. Watson-Watt, L. H. Bainbridge-Bell, A. F. Wilkins and E. G. Bowen. Return of Radio Waves from the Middle Atmosphere. *Nature* **137**, 866, 1936, Nr. 3473.

S. K. Mitra. Dasselbe. Ebenda S. 867. Zwei Zuschriften, die sich auf die Veröffentlichung von R. C. Colwell und A. W. Friend (vgl. vorst. Ref.) beziehen. In der ersten teilen Verff. mit, daß sie im Bereich von 6 bis 60 km drei Schichten unterscheiden können. Die Echos von den untersten Höhen scheinen einem System von Vielfachreflexionen aus scharf begrenzten Höhen anzugehören, die gewöhnlich über 6 km liegen, häufig bei 10 km und im Einzelfall bei 14 km. Eine zweite Echogruppe kommt aus Höhen von 15 bis 50 km, die viel von Gewittern erfüllt sind. Eine dritte Schicht liegt in 60 km und erscheint im Vergleich zu den beiden anderen Schichten nicht sehr dicht. Für die 1 Jahr dauernden Untersuchungen wurden Frequenzen von 6 bis 12 mHertz verwendet. In der zweiten Zuschrift sagt Verf., daß das Schwächerwerden der *E*-Echos am Tage verursacht wird durch eine Absorption in einer nicht ablenkenden Schicht der Heavisideschicht. Die diskutierte ionisierte Schicht in weit niedrigeren Höhen ist davon zu unterscheiden. Zur Vermeidung von Mißverständnissen wird für die neue Schicht die Bezeichnung *C*-Schicht vorgeschlagen. *Winckel.*

E. C. Halliday. The accurate determination of ionospheric equivalent heights. *Proc. Phys. Soc.* **48**, 421—432, 1936, Nr. 3 (Nr. 266). Die geschilderte Methode der Ionosphärenhöhenbestimmung hat eine Genauigkeit von $\pm 0,5$ km. Trotzdem ist das Auflösungsvermögen der Apparatur, bestimmt durch die Breite der Impulse, nicht groß genug, da Höhenunterschiede zweier Impulse von 5 km nur schwierig und unter bestimmten Bedingungen festzustellen sind. Plötzliche Höhenänderungen der *E*₁- und *F*₂-Schicht über die Meßfehler hinaus wurden nicht festgestellt. Die „anormale *E*-Schicht“ ist im Vergleich zur *E*₁-Schicht 3 bis 4 km größer. Die gemessene Frequenztrennung der beiden kritischen Frequenzen des ordentlichen und außerordentlichen Strahls, reflektiert von der anormalen *E*-Schicht, erscheint in Übereinstimmung mit der magneto-ionischen Theorie. Eine Diskontinuität der Kurve der Höhe gegen die Frequenz zeigte sich

bei einer Frequenz direkt unter 2 MHz. Dieses von Naismith und Slough entdeckte Phänomen führt zu der Erkenntnis, daß ein zweites Maximum der Ionisation einige Kilometer unter dem Maximum der E_1 -Schicht vorhanden ist, das mit E_s bezeichnet wurde. *Winckel.*

R. Jouaust. L'état de nos connaissances sur l'ionosphère. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 42 S—43 S, 1936, Nr. 4. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 385.] Zusammenfassender Bericht über die Methoden zur Untersuchung der Ionosphäre und die mit ihnen bisher gewonnenen Ergebnisse. *Blechschildt.*

Th. V. Ionescu et C. Mihul. La structure de l'ionosphère et la propagation des ondes électriques courtes. Journ. de phys. et le Radium (7) 6, 388—396, 1935, Nr. 9. Zur Erklärung der Ausbreitungsvorgänge kurzer elektrischer Wellen in der oberen Ionosphäre wurden zunächst die folgenden Annahmen über die Konstitution des ionisierten Gases gemacht: Es gibt kein thermisches Gleichgewicht zwischen den Elektronen und den Gasmolekeln. Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen eines Elektrons mit den Molekeln ist in einer gegebenen Zone der Ionosphäre für alle Elektronen dasselbe. Dieses Zeitintervall, das mit der Höhe zunimmt, ist von derselben Größenordnung wie die Periode der elektrischen Welle. Es gibt nur eine einzige ionisierte Gaswolke, deren Elektronendichte sich stetig mit der Höhe ändert, ohne mehrere Maxima und Minima zu enthalten. Mit Hilfe dieser Vorstellungen wurde die Reflexion von senkrecht wie auch von schräg einfallenden elektrischen Wellen untersucht. Es wurde dabei die Existenz von Wolken in der Ionosphäre in Rechnung gesetzt, durch welche die Energie ohne bemerkenswerte Absorption hindurchgeht. Diese Wolken wurden ionosphärische Kanäle genannt. Mit der Existenz dieser Kanäle werden die Echos von großer Laufzeit erklärt. Ferner werden die Zonen des Schweigens sowie die Überbrückung sehr großer Abstände besprochen. Der Einfluß des magnetischen Erdfeldes auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen wird untersucht. Die Vorstellungen der Verff. wurden auch an anderen Erscheinungen der oberen Atmosphäre auf ihre Haltbarkeit hin geprüft. *Blechschildt.*

Tomozo Nakai. Correlation of radio atmospherics with meteorological conditions. S.-A. Radio Eng. S. 1075—1081, ohne Angabe der Jahreszahl. In Isohama (36° 18' 59" N, 140° 35' 24" O) wurden in zwei Zeitabschnitten, die sich über nahezu 2 Jahre erstreckten (April 1927 bis März 1928 und August 1928 bis Juli 1929), Beobachtungen über die Einfallsrichtung von atmosphärischen Störungen ausgeführt, die besonders den Empfang eines 30 000 Hertz-Senders störten. Es ergab sich folgendes: Wenn eine Diskontinuitätslinie die Hauptinsel von Japan, Honsyu, kreuzt, war mehr als eine Einfallsrichtung der Störungen vorhanden. Wenn eine solche Linie einer durch Isohama gezogenen Geraden folgte, so war die Einfallsrichtung verhältnismäßig definiert. Allgemein traten Störungen mit einer sich schnell bewegenden Diskontinuitätslinie auf, ebenso bei rasch beweglichen Zyklonen. Bei Taifunen treten sie auf, wenn der Barometerdruck weniger als 740 mm Hg beträgt. Gelegentlich treten auch Störungen bei Regen und Schneefall auf. Im Frühling und Frühsommer sind Störungen infolge von Zyklonen und Diskontinuitätslinien vorherrschend, vom Frühsommer bis zum Herbst außerdem solche infolge von Gewittern, im Herbst und Winter dagegen nur solche infolge von Zyklonen. Die Störungen scheinen eine indirekte Beziehung zur Sonne zu haben, vom Frühjahr bis zum Herbst ändert sich die mittlere Einfallsrichtung der Störungen mit der Sonnenhöhe. *Blechschildt.*

Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô. On the Variation of Magnetic Dip in Central Japan. Proc. Imp. Acad. Tokyo 11, 365—367, 1935, Nr. 9. *Dede.*

L. Vegard und E. Tonsberg. Enhancement of Red Lines and Bands in the Auroral Spectrum from a Sunlit Atmosphere. *Nature* 137, 778—779, 1936, Nr. 3471. Die Verff. vergleichen die relativen Intensitäten in den Spektren von Nordlichtern, die entweder bei dunklem Himmel oder bei Beleuchtung des Nordlichtbogens durch Sonnenschein aufgenommen wurden. In letzterem Falle sind bestimmte Banden im roten Teil des Spektrums, die der ersten positiven Stickstoffgruppe zugehören, sowie das Sauerstofftriplett 6300 Å gegenüber der grünen Nordlichtlinie verstärkt. Diese Verstärkung erreicht etwa den Faktor 4 bis 5. Die Verff. bringen diese Verstärkung in Zusammenhang mit der Ozonbildung in der Atmosphäre unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung. *Frerichs.*

Hubert Garrigue. Nouveaux résultats sur la lumière du ciel nocturne. *C. R.* 202, 1807—1809, 1936, Nr. 21. Der Verf. hat die periodischen Schwankungen der roten, gelben und grünen Nachthimmelstrahlungen photometrisch untersucht. Neben den bekannten langsamen Veränderungen dieser Strahlungen treten ebenfalls schnelle periodische Veränderungen auf. *Frerichs.*

Albert Arnulf. Sur le spectre ultraviolet du ciel nocturne. *C. R.* 202, 1412—1414, 1936, Nr. 17. Der Verf. hat das ultraviolette Spektrum des Nachthimmelleuchtens auf dem Jungfrauoch und in der Nähe von Paris untersucht. Der benutzte Spektrograph hatte bei einer Kamerabrennweite von 50 mm ein Öffnungsverhältnis von $f/1$. Die Aufnahmen erstrecken sich bis herab zu 3030 Å. Die Messungen auf verschiedenen Aufnahmen werden in einer Tabelle beigelegt, aus der hervorgeht, daß bei Vergrößerung der Expositionszeit die Zahl der beobachteten Linien nicht mehr ansteigt. Eine Aufnahme des Spektrums und eine photographische Registrierkurve dieser Aufnahme sind beigelegt. *Frerichs.*

V. I. Černiajev, I. A. Khvostikov et K. B. Panschin. Répartition de l'énergie dans le spectre de la lumière du ciel nocturne aux différentes heures de la nuit. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 7, 149—152, 1936, Nr. 3. Durch photometrischen Anschluß an eine Standardlampe bekannter Intensitätsverteilung wurde das Leuchten des Nachthimmels bestimmt. Die Messungen wurden im Bereich 4550 bis 5900 Å zu verschiedenen Nachtstunden ausgeführt. Es ergibt sich eine Variation während der Nachtstunden, die von der Wellenlänge abhängig ist. Aus den Intensitätskurven geht hervor, daß während der ganzen Nacht in den oberen Atmosphärenschichten gestreutes Sonnenlicht vorhanden ist. Es gelang, die drei Leuchterscheinungen, das Nachthimmelleuchten, das zerstreute Licht und das Sternenlicht voneinander zu trennen. Durch Vergleich mit einem schwarzen Körper konnten die Messungen in absolutem Maß angegeben werden. *Frerichs.*

V. I. Černiajev, I. A. Khvostikov et K. B. Panschin. Répartition de l'énergie dans le spectre dans la lumière du ciel nocturne aux différentes heures de la nuit. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 7, 192, 1936, Nr. 4. Berichtigung. In dieser Berichtigung zu der Arbeit von Černiajev, I. A. Khvostikov und K. B. Panschin wird darauf hingewiesen, daß die Angaben der Tabelle 1 als Energie der Himmelsstrahlung gemessen in erg/sec cm^2 anzusehen sind. *Frerichs.*

Vs. Černiajev, I. Khvostikov et K. Panschin. Quelques phénomènes observés dans la lumière diffusée par le ciel diurne. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 7, 189—192, 1936, Nr. 4. Der Einfluß der Höhe auf die Polarisation des in der Atmosphäre zerstreuten Lichtes wurde gemessen. Die Polarisation nimmt mit der Höhe zu. Ferner wurde die spektrale Energieverteilung des

in der Atmosphäre zerstreuten Lichtes ebenfalls als Funktion der Höhe bestimmt. Außerdem wurde die spektrale Energieverteilung der Polarisierung des zerstreuten Lichtes bestimmt. Der Grad der Polarisierung nimmt nach kurzen Wellen zu, um in der Nähe von 4500 Å ziemlich schnell wieder abzunehmen. Die Beobachtungen werden dadurch erklärt, daß in der Atmosphäre Schichten mit verschiedenem Gehalt an atmosphärischem Staub vorhanden sind. Daneben weisen die Messungen auf die Existenz einer Fluoreszenzstrahlung von der Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie in der Atmosphäre hin. *Frerichs.*

Vaughan Cornish. The Gegenschein Observed at Sea. *Nature* **137**, 778, 1936, Nr. 3471. Gelegentlich einer Beobachtung des Zodiakallichtes an der portugiesischen Küste unter 32° 30' nördl. Breite gelang es dem Verf., den Gegenschein festzustellen. Diese Erscheinung wird als ein länglicher, etwa 15° über dem Horizont beginnender Fleck beschrieben, der in seinem Aussehen an die Milchstraße erinnert. Der nach Süden geneigte Lichtschein besaß eine Länge von 70°, während seine größte Breite 18° betrug. Form und Lage desselben gegenüber den Fixsternen werden durch eine Skizze erläutert. *v. Steinwehr.*

Radbesh Ghosh. Über die Höhenstrahlenschauer. *Sci. and Cult.* **1**, 519—520, 1936. Durch Messungen mit drei Geiger-Müller-Zählern in Koinzidenzschaltung sowie bei Beobachtungen mit der Wilson-Kammer ist von verschiedenen Autoren die Existenz sekundärer Teilchen aus der Höhenstrahlung nachgewiesen worden. Diese sekundären Teilchen werden durch Höhenstrahlenschauer erzeugt. Verf. untersucht die Bildung von sekundären Teilchen mit folgender Anordnung: In einer Entfernung von 10 cm über zwei eng nebeneinanderliegenden Zählern waren Metallschichten von Pb, Cu, Zn, Al, alle gleicher Größe, angebracht. Aus den Ergebnissen geht hervor, daß sich die Wahrscheinlichkeit der Schauerbildung für verschiedene Metalle wie folgt verhält: Pb : Cu : Al = 3,6 : 1,6 : 1. **G. Schmidt.*

R. Hosemann. Rückwärts gerichtete weiche Sekundäreffekte der Ultrastrahlung. *ZS. f. Phys.* **100**, 212—220, 1936, Nr. 3/4. Läßt man kosmische Strahlenschauer auf eine Metallplatte auffallen, so gehen von dieser Platte nach rückwärts gerichtete Strahlen aus. Die Beschaffenheit dieser Strahlen wurde von Heidel (diese Ber. S. 486) näher untersucht, wobei der Nachweis der Strahlen durch Zählung von Koinzidenzen erfolgte, die in drei nebeneinander liegenden Zählrohren entstanden. Um auch das Vorhandensein sehr energiearmer Strahlen nachweisen zu können, verwendet Hosemann in ähnlicher Weise Zählrohre aus Aluminium von nur 0,1 mm Wandstärke, die mit Luft von Atmosphärendruck gefüllt waren. Bei Beachtung einiger Vorsichtsmaßnahmen konnte auch mit diesen Rohren einwandfrei gearbeitet werden. Es wurde festgestellt, daß sich in der Tat unter den rückläufigen Strahlen auch sehr weiche Komponenten befinden, deren Absorptionskoeffizient bis zu 3,3 cm⁻¹ Al beträgt. Ein Vergleich der Rückstrahlung verschiedener Elemente ergab in Übereinstimmung mit Heidel angenäherte Proportionalität mit der Ordnungszahl. *H. Geiger.*

G. Pfozter. Dreifach-Koinzidenzen in der Stratosphäre bis 10 mm Luftdruck. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **17**, 3—4, 1936, Nr. 1. Die früher bis zu einem geringsten Luftdruck von 37,5 mm Hg reichenden Messungen der Ultrastrahlung mit Dreifachkoinzidenzen (vgl. diese Ber. S. 485) sind bis zur Höhe mit 10 mm Luftdruck gelungen. Es läßt sich jetzt auf eine endliche Ultrastrahlungsintensität an der Grenze der Atmosphäre extrapolieren. *E. Regener.*

Erich Regener. Über Ultrastrahlungsmessungen in großen Wassertiefen und über die Radioaktivität von Trocken-

batterien. *ZS. f. Phys.* **100**, 286—292, 1936, Nr. 5/6. Der bei Ultrastrahlungsmessungen im Bodensee beobachtete Anstiegseffekt der Restionisation läßt sich auf Emanationsentwicklung aus der Taschenlampenbatterie zurückführen, die zur Beleuchtung im Registrierelektrometer eingebaut ist. Trockenelemente vom Typus Zink-Elektrolyt-Braunstein-Kohle zeigen also eine radioaktive Verunreinigung, die in der Hauptsache am Braunstein sitzt. Die Kurve der Emanationsbildung läßt auf einen Gehalt an Radium schließen. Die Vorteile der Messung der Ultrastrahlung im tiefen Wasser gegenüber derjenigen in Berwerken werden beleuchtet. *E. Regener.*

Alfred Ehmert. Über den Sternzeitgang der Ultrastrahlungsintensität. *ZS. f. Phys.* **101**, 260—269, 1936, Nr. 3/4. Stündliche Registrierungen der Ultrastrahlung mit einer gegen den Zenith gerichteten Koinzidenzapparatur werden mit Hilfe einer besonderen Mittelbildung so ausgewertet, daß die statistischen Schwankungen genügend ausgeglichen werden und systematische, auf Richtungseffekten der Ultrastrahlung beruhende Variationen deutlich zum Ausdruck kommen. Es gelingt so für jeden Beobachtungstag vier Maxima mit sechsstündigem Abstand zu erfassen. Diese Maxima erfahren eine große zeitliche Verschiebung derart, daß sie bei niedrigem Luftdruck später auftreten als bei hohem Luftdruck oder bei zusätzlichen Absorbern. Dieser „Verschiebungseffekt“ wird durch die Einwirkung des Magnetfeldes der Erde auf das Energiespektrum der auffallenden Ultrastrahlungsteilchen erklärt. Die nur die senkrecht einfallenden Teilchen zählende Apparatur registriert von den aus einer bestimmten Richtung einfallenden Teilchen die durch das Magnetfeld der Erde stärker abgelenkten weichen Teilchen um viele Stunden später als die härteren, weniger stark abgelenkten. Fällt nun der Luftdruck, so erreichen noch mehr weiche Teilchen die Erdoberfläche, und da noch stärker abgelenkt, zu noch späteren Zeiten. Das Maximum der aus einer Richtung kommenden Teilchen verschiebt sich also auf spätere Stunden. Die Korrelation zum Barometergang ist sehr eng, nämlich — 0,94, wenn eine feste Sternzeit zugrunde gelegt wird und — 0,87 gegenüber einer festen Ortszeit. Die den Verschiebungseffekt bewirkenden Teilchen müssen negative Ladung haben. Es erklärt sich, daß die früheren, den Verschiebungseffekt nicht berücksichtigenden Untersuchungen zu keinem eindeutigen Ergebnis führten. Da der Verschiebungseffekt viele Stunden beträgt, fand eine um so stärkere Verwischung der Maxima statt, je längere Beobachtungszeiten herangezogen wurden.

E. Regener.

J. Barnóthy und M. Forró. Meteorologisch-magnetische Einflüsse auf die Ultrastrahlungsintensität aus Dauerregistrierungen mit Koinzidenzanordnungen. I. *ZS. f. Phys.* **100**, 742—753, 1936, Nr. 11/12. Mit einer Zählrohrkoinzidenzapparatur wurden bei mehrfach veränderter Zählrohranordnung Dauerregistrierungen vorgenommen, die insgesamt rund 15 000 Stunden umfassen. Auf die Tagesmittelwerte wird die Methode der Mehrfachkorrelation angewandt. Der Barometereffekt wird für kleine und mittlere Gesichtsfeldöffnungen (um den Zenit) zwischen — 0,374 und — 0,362 % pro mm Hg gefunden. Für größere Gesichtsfeldöffnungen wird er kleiner. Da man aus der Richtungsableitung der Intensität einen kleineren Barometereffekt berechnet, nehmen die Verf. an, daß der Barometereffekt von einem reinen Absorptionseffekt wesentlich verschieden ist. Ferner wird ein Außentemperatureffekt gefunden, der bei den einzelnen Meßreihen stark streut. Seine wahrscheinlichste Größe ist $-0,38 \pm 0,05$ % pro Celsiusgrad. Es wird gezeigt, daß er nicht einfach ein der Luftfeuchtigkeit zuzuschreibender Absorptionseffekt sein kann. Schließlich scheint ein magnetischer Effekt von der Größe — 0,1 bis — 0,3 % pro 10° Gauß vorzuliegen.

A. Ehmert.

A. Schwegler. Rossische Koinzidenzen hinter dicken Bleischichten. *ZS. f. Phys.* **101**, 93—94, 1936, Nr. 1/2. Es werden die Koinzidenzen von zwei bzw. vier nebeneinander liegenden Zählrohren bei verschiedenen Dicken der darüber befindlichen Bleischicht gezählt. Hinter Bleidicken über 10 cm bleibt die Koinzidenzzahl in beiden Fällen praktisch konstant. Dies widerspricht den Messungen von Ackermann u. a., die bei 17 cm Bleidicke ein zweites Maximum der Rossischen Koinzidenzkurve gefunden haben. *A. Ehmert.*

Alfred Ehmert und Adolf Trost. Eine neue Methode zur Registrierung von Zählrohrkoinzidenzen, Diskussion und Messung der bei Koinzidenzzählungen zu berücksichtigenden Korrekturen. *ZS. f. Phys.* **100**, 553—568, 1936, Nr. 9/10. Eine einfache Registrierung von Zählrohrkoinzidenzen erreichen die Verff. durch Verwendung von Zählrohren mit Alkoholzusatz zur Gasfüllung in Parallelschaltung mit gemeinsamem Ableitwiderstand. Es werden die für Koinzidenzmessungen wichtigen Größen: Ansprechwahrscheinlichkeit und Auflösungsvermögen des einzelnen Zählrohrs und Auflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur direkt mit dem Kathodenoszillographen und durch Zählung der Koinzidenzen mit dem Verstärker untersucht. Das Auflösungsvermögen des einzelnen Zählrohrs ergibt sich zu $1 \cdot 10^{-3}$ sec, das der Koinzidenzanordnung zu $2 \cdot 10^{-5}$ sec, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs für Ultrastrahlen zu $1,0003 \pm 0,0031$. Als Zahl senkrecht einfallender Teilchen unter 805 mm Hg (mit Gebäude und Zählrohrwand) finden die Verff. damit $0,0090 \pm 0,0004$ Teilchen/sec; für die spezifische Ionisation der Ultrastrahlungsteilchen ergeben sich 106 ± 5 J/sec. Aus dem Vergleich verschiedener Zählrohrmessungen wird geschlossen, daß von den Ultrastrahlungsteilchen, auf die das Zählrohr überhaupt anspricht, alle — innerhalb der Genauigkeit der Vergleichswerte (5 %) — koinzidenzfähig sind. *Schopper.*

H. Volz. Anomale Streuung von α -Strahlen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **17**, 4—5, 1936, Nr. 1. Es wird eine Versuchsanordnung beschrieben zur Registrierung von α -Strahlen, die um große Winkel gestreut wurden, mit Hilfe des Proportionalzählers von Geiger und Klemperer. Die Anordnung gestattet die Registrierung der verhältnismäßig geringen α -Intensität in Gegenwart starker β - und γ -Strahlung. Es werden bereits beim Eisen Abweichungen vom klassischen Streugesetz festgestellt; Schwefel ergibt stark unternormale, Aluminium und Silicium übernormale Streuung in dem untersuchten Bereich. Aus Anomalien der Reichweite der gestreuten α -Strahlen wird auf eine Anregung der streuenden Kerne durch die α -Strahlen geschlossen. *Schopper.*

F. Zwicky. Absorption of cosmic rays in the Milky Way. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **22**, 182—186, 1936, Nr. 3. Wenn Höhenstrahlen außergalaktischen Ursprungs sind, so sollten sie durch Materie im interstellaren Raum teilweise absorbiert werden. Dazu tritt Zerstreuung ohne merklichen Verlust an Totalenergie. Sekundärstrahlenbildung ändert Zahl und physikalische Eigenschaften des Bündels und das erdmagnetische Feld überlagert Richtungsasymmetrien. Zu alledem kommt noch Absorption und Zerstreuung in der Erdatmosphäre hinzu. Intensitätsuntersuchungen könnten also 1. über den galaktischen oder außergalaktischen Ursprung der Höhenstrahlen entscheiden, 2. das astronomische Problem des Gesamtbetrages der interstellaren Materie fördern und 3. die Analyse der Strahlen selbst weiterführen. An diese Problemstellung schließen sich Erörterungen über die Bedingungen, unter denen diesbezügliche Versuche auszuführen wären. *Kolhörster.*

B. Gross. Der Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre. *Phys. ZS.* **37**, 409—412, 1936, Nr. 11. Die Ab-

sorptionskurve der Höhenstrahlung, wie sie z. B. von Regener-Pfotzer gemessen ist, zeigt bei 9 cm Hg ein sehr ausgeprägtes Maximum (Übergangseffekt) und hierauf einen sich verflachenden Abfall, der bei etwa 30 cm Hg in einem deutlichen Knick in einen wesentlich stärkeren übergeht. Es wird eine Gleichung für den Übergangseffekt aufgestellt und hiermit der Verlauf der Absorptionskurve gedeutet; die Übereinstimmung von Rechnung und Messung wird durch die folgenden Annahmen erreicht: 1. Der Energieverlust pro cm nimmt für Teilchen großer Energie infolge einer steigenden Erzeugung harter Sekundärstrahlen mit wachsender Energie der Teilchen zu. 2. Der Knick in der Absorptionskurve rührt von dem Einfluß des Magnetfeldes der Erde auf die primäre Komponente der Strahlung her. 3. Das Maximum der Absorptionskurve ist durch den Übergangseffekt beim Eintritt in die Atmosphäre bedingt.

Johannes Juilfs.

B. Gross. Über den Übergangseffekt der kosmischen Strahlen. Ann. Acad. brasil. Sci. 8, 75—77, 1936. Die Annahme, daß das bei einem Druck von 9 cm Hg beobachtete Maximum der Höhenstrahlung auf einen Übergangseffekt an der Atmosphären Grenze zurückzuführen sei, wird durch Bestimmung des Energieverlustes pro cm in Abhängigkeit von der Energie bestätigt. Der Energieverlust nimmt mit zunehmender Energie zu infolge steigender Bildung sekundärer Strahlen. Die bei etwa 30 cm Hg auftretende Schwelle der Absorptionskurve ist eine Folge der Einwirkung des magnetischen Erdfeldes auf die primäre Strahlung.

**R. K. Müller.*

W. E. Danforth and W. F. G. Swann. The Deflection of Cosmic-Ray Charged Particles in Passing Through Magnetized Iron. Phys. Rev. (2) 49, 582—591, 1936, Nr. 8. Die Ablenkungen von Höhenstrahlenelektronen beim Durchgang durch den gesättigten Eisenkern eines Elektromagneten werden mit einer geeigneten Anordnung von zwölf Zählrohren gemessen und mit den theoretischen Ergebnissen verglichen, wie sie unter Verwendung der von Anderson und Neddermeyer mit der Nebelkammer festgestellten Energieverteilung erhalten wurden. Danach kann man dem wirksamen magnetischen Vektor im Eisen Grenzen setzen, und zwar wird bei einem der Versuche ein Wert zwischen der Induktion B und $B/2$, bei einem zweiten Versuch ein Wert zwischen $3B/4$ und $B/4$ erhalten. Theoretische Überlegungen zeigen, daß alle Elektronen derselben Energie nicht notwendig dieselbe Ablenkung erfahren, sondern eine statistische Verteilung der Ablenkungen aufweisen, deren arithmetisches Mittel der Induktion B entspricht. Daß die angegebenen Versuche nicht genau das arithmetische Mittel geben, wird auf die spezielle geometrische Anordnung zurückgeführt.

Johannes Juilfs.

Gordon L. Locher. Portable Counter-Controlled Wilson Cloud Machine of New Design. Phys. Rev. (2) 49, 871, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine halbautomatische Nebelkammer wird vor allem für Stratosphärenflüge vorgeschlagen. Zum Betrieb wird der Blasebalg, der zwischen der Nebelkammer und einem Vakuumgefäß angebracht ist, durch Unterdruck betätigt. Die eventuell einsetzende Strömung von der Nebelkammer wird durch eine Metallgaze vollständig aufgehalten. Durch einen kleinen Elektromagneten wird die Apparatur auf Druck gehalten, wodurch ein schnelles Auslösen ermöglicht wird, wie es für zählrohrgesteuerte Expansionen vor allem zur Aufnahme von Höhenstrahlen notwendig ist. Bei dieser Anordnung liefern Expansionen von 18,5 und 11,7 % mit Alkohol-Luft- bzw. Alkohol-Argon-Gemisch ausgezeichnete Bahnspuren.

Johannes Juilfs.

Edwin G. Schneider. Cloud Chamber Study of the Ionization Produced by Cosmic Rays in the Neighborhood of a Block of Lead. Phys. Rev. (2) 49, 871, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) In eine

Nebelkammer ist eine Bleiplatte zwischen den Polen eines starken Elektromagneten eingebracht. Stereoskopische Photographien zeigten, daß von N Elektronen, deren Energie ausreichte, das Blei zu durchdringen, über die Hälfte im Blei abgebremst, $N/2$ vermutlich im Blei durch Photonen erzeugt, $N/10$ Elektronenpaare ebenfalls durch Photonen erzeugt und $N/100$ Schauer komplizierterer Natur gefunden wurden.

Johannes Juilfs.

R. A. Millikan, H. V. Neher and S. Korff. New High Altitude Measurements on Cosmic-Ray Intensities. Phys. Rev. (2) 49, 871, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Höhenstrahlungsbeobachtungen bei Flugzeugaufstiegen bis zu 8000 m Höhe in Südamerika und Asien zeigen mit den in gemäßigten Breiten unternommenen Messungen der Intensität der Höhenstrahlung nahezu Übereinstimmung der Absorptionskoeffizienten. Dies Ergebnis würde eine der Hauptstützen für die Annahme der Existenz einer korpuskularen Komponente der einstrahlenden Höhenstrahlung zu Fall bringen.

Johannes Juilfs.

C. G. Montgomery, D. D. Montgomery, W. E. Ramsey and W. F. G. Swann. A Search for Protons in the Primary Cosmic-Ray Beam. Phys. Rev. (2) 49, 890—891, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Welchen Anteil an der Ionisierung durch Höhenstrahlen in Seehöhe die Protonen hoher Energie haben, wurde, da die spezifische Ionisation vor allem am Ende der Reichweite der Protonen ausreicht, um diese in einer Ionisationskammer nachzuweisen, in einer solchen mit Stickstofffüllung (15 Atm.) geprüft. Effekte, die durch Schauer oder α -Teilchen hervorgerufen sein könnten, wurden durch geeignete Anordnung ausgeschlossen. Aus den Beobachtungen wird gefolgert, daß die Protonen einen sehr großen Teil der Ionisation in Seehöhe ausmachen, wenn ihre Wirkung nicht durch die Anregung von Sekundäreffekten um ein Vielfaches vergrößert ist.

Johannes Juilfs.

St. Ziemecki and K. Narkiewicz-Jodko. Variation of Cosmic Ray Intensity with Height in the Atmosphere. Nature 137, 944, 1936, Nr. 3475. Die von Kolhörster, Regener u. a. gemessenen Kurven der Intensität der Höhenstrahlung in Abhängigkeit von der Höhe, die aus Mittelwerten über Intervalle von einigen hundert Metern erhalten sind, zeigen einen durchaus glatten Verlauf, während die Suckstorffschen Messungen, die in langsam ansteigendem Ballon alle 100 m gemacht wurden, Schwankungen vor allem in der oberen Troposphäre bis zu $\pm 30\%$ aufweisen. Suckstorff erklärte diese Abweichungen durch die Existenz radioaktiver Substanzen in den höheren Schichten der Atmosphäre. Verff. unternahmen Freiballon-Messungen mit einer Ionisationskammer (Argonfüllung 15 Atm.) und erhielten im Durchschnitt nur Schwankungen von unter $\pm 2\%$. Sie glauben daher, die Abweichungen der Suckstorffschen Beobachtungen vom glatten Verlauf auf ungenügende Empfindlichkeit der Apparatur zurückführen zu können, beabsichtigen aber weitere Fahrten, um ihre Annahme zu sichern.

Johannes Juilfs.

I. Adamczewski. Number of Ions produced in Dielectric Liquids by Cosmic Rays. Nature 137, 994, 1936, Nr. 3476. Durch sorgfältige Reinigung flüssiger Dielektrika kann man die Leitfähigkeit dieser Flüssigkeiten bis unter $10^{-19} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ herabdrücken. Eine weitere Reduktion der Leitfähigkeit wird durch die bekannten Reinigungsprozesse nicht erhalten. Der Grund liegt neben nicht fortzuschaffenden Verunreinigungen, dem (wenn auch äußerst schwachen) noch vorhandenen Metall- oder Halbmischmetallcharakter und den Grenzprozessen an den Elektroden vor allem an der Ionisierung durch Höhenstrahlen. Versuche an C_6H_{14} zwischen einem Plattenkondensator zeigen größenordnungsmäßige Übereinstimmung zwischen der zur erhaltenen Leitfähigkeit gehörigen Ionenzahl und der Ionisierungs-

stärke der Höhenstrahlung am Beobachtungsorte. Verf. nimmt daher an, daß die untere Grenze der Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika nahezu erreicht sei.

Johannes Juilfs.

J. Clay. Decrease of the primary cosmic radiation in different materials. *Physica* 3, 332—340, 1936, Nr. 5. Die Absorption der Höhenstrahlung in dicken Blei- und Eisenschichten wird gemessen und mit früheren für Wasser und Luft erhaltenen Resultaten verglichen. Die Versuche zeigen, daß das Gleichgewicht zwischen Primärstrahlung und Sekundäreffekten unter mehr als 400 g/cm^2 erreicht wird. Unter den entsprechenden Lagen von Blei, Eisen und Wasser ist die Abnahme der Ionisierung der Dichte proportional. Der Absorptionskoeffizient wird hier zu $0,00044 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ angegeben, während er in Luft über das Zehnfache beträgt. Diese Tatsache bestätigt die Ansicht von Rossi und Auger, wonach zwei voneinander unabhängige Arten von Primärstrahlen existieren, die beide Schauer erzeugen. Um die Absorption in Wasser in den verschiedenen magnetischen Breiten erklären zu können, wird angenommen, daß die harte Komponente aus Protonen, die weiche aus Elektronen besteht, deren Mindestenergie $4 \cdot 10^9$ bzw. 10^{10} e-V sein muß, um die Atmosphäre zu durchdringen. Die Veränderung mit der magnetischen Breite in Seehöhe ist in der Hauptsache den Protonen zuzuschreiben, während man in höheren Schichten der Atmosphäre mit der größeren Veränderlichkeit der weichen Komponente zu rechnen hat.

Johannes Juilfs.

H. Zanstra. Evidenz für Supernovae als Erzeuger kosmischer Strahlung. *Naturwissensch.* 23, 867—868, 1935, Nr. 51. Von den Supernovae 1885 im Andromedanebel (Entfernung $0,8 \cdot 10^6$ Lichtjahre) und 1907 im Messier 101 (Entfernung $1,3 \cdot 10^6$ Lichtjahre) ausgesandte Protonen könnten heute die Erde mit Energien von $0,84 \cdot 10^{11}$ bzw. $1,43 \cdot 10^{11}$ e-V erreichen, was Reichweiten von 220 bzw. 360 m Wasser entsprechen würde. In großen Tiefen müßten sich also die Supernovae deutlich bemerkbar machen. Ebenso wie schon Clay (*Physica* 1, 363, 1934) im Golf von Aden unter 235 m Wasser ein schwaches Ionisationsmaximum zur Zeit der Kulmination von M. 101 beobachtete, findet Verf. im Bodensee in 230,6 m Tiefe zwei Maxima um etwa 1 bzw. 14 Uhr Sternzeit, die den beiden Supernovae zugeordnet werden. Eine Bestätigung dieser Ergebnisse würde für die Entstehung der Höhenstrahlung in Supernovae-Sternen (Baade und Zwicky) sprechen und zeigen, daß sie wenigstens zum Teil aus Protonen besteht.

Erwin Miehlnickel.

W. Messerschmidt. Untersuchungen der Ionisation durch Ultrastrahlung mit einer Doppelkammer. *ZS. f. techn. Phys.* 16, 394—395, 1935, Nr. 11. *Phys. ZS.* 36, 788—789, 1935, Nr. 22/23. 11. D. Phys.-Tag. Stuttgart 1935. In einer aufrecht stehenden, zwecks optimaler Stoßerzeugung mit 5 cm Blei bedeckten Zylinderkammer (Länge 130 cm, Durchmesser 25 cm, Inhalt 65 Liter, Füllung 10 Atm. Preßluft) treten Ionisationsstöße in der oberen und der unteren Kammerhälfte nur selten gleichzeitig auf, wonach die Stöße die Kammer nicht bevorzugt senkrecht durchsetzen. Werden in die Kammermitte Bleiplatten eingebracht, so nimmt die Zahl der koinzidierenden Stöße exponentiell ab mit einer Halbwertsdicke von 3,5 cm. Der Vergleich der Verteilungskurven lehrt, daß die Stöße zweifellos mit den neuerdings verschiedentlich beobachteten strahlenreichen Schauern identisch, aber komplizierteren Entstehungsprozessen zuzuschreiben sind als Schauer von wenigen Einzelstrahlen; was in einer Diskussionsbemerkung auch Nie betont, der im übrigen auf die Mitwirkung von Sekundärstrahlen an der Stoßauslösung hinweist.

Erwin Miehlnickel.

R. H. Woodward. The Variation of Cosmic-Ray Showers with Altitude from Counter Measurements. *Phys. Rev.* (2) 49, 638, 1936,

Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit der gleichen, sorgfältig kontrollierten Zählrohranordnung werden Schauer aus Blei in 0, 1620, 3250 und 4300 m Höhe gemessen. Die Schauerhäufigkeit nimmt annähernd exponentiell mit abnehmendem Luftdruck zu und erreicht in 4300 m den 8,5 fachen Meeresspiegelwert; sie ändert sich an allen vier Meßorten in gleicher Weise mit der Bleidicke. *Erwin Miehlnickel.*

R. T. Young, Jr. Frequency of Occurrence of Cosmic-Ray Bursts as a Function of Altitude and Size of Bursts. Phys. Rev. (2) 49, 638, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Verhältnis der in einer kleinen Ionisationskammer (230 cm^3) auf dem Mt. Evans, Col. (450 mm Hg) und in Cambridge, Mass. (760 mm Hg) beobachteten Stöße wächst mit der Strahlendosis des Einzeleffekts (berechnet mit der spezifischen Ionisation 80 Ionenpaare/cm) und hängt in bekannter Weise von der Bleidicke über der Kammer ab (Anstieg, Maximum bei einigen Zentimetern, Abfall). Verf. glaubt, damit die Verbindung zwischen den in der Ionisationskammer auftretenden Stößen und den mit Zählrohren gemessenen Schauern hergestellt zu haben. *Erwin Miehlnickel.*

Thomas H. Johnson and Donald N. Read. Automatic Coincidence Counter Measurements on Shipboard of the Cosmic-Ray Latitude Effect. Phys. Rev. (2) 49, 639, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Zur Nachprüfung der Richtungsabhängigkeit des Breiteneffekts wurde eine transportable Koinzidenzapparatur mit photographischer Registrierung entwickelt. Auf einer Fahrt von New York nach Valparaiso ergab sich vorläufig der Breiteneffekt vertikaler Strahlen zu 20 % mit dem Intensitätsminimum etwas nördlich des Äquators, geneigte waren aus Osten um 10 bis 15 % stärker breitenabhängig als aus Westen. Schauer zeigten einen Breiteneffekt von 7 %. *Erwin Miehlnickel.*

T. R. Wilkins and H. St. Helens. Tracks of Atomic Cosmic-Ray Corpuscles in Photographic Emulsions. Phys. Rev. (2) 49, 649—650, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Auf Photoplaten wurden nach dem letzten amerikanischen Stratosphärenaufstieg Spuren bis zu 350 Körnern gefunden (bisweilen mit Verzweigungen) gegenüber etwa 33 Körnern bei Beschießung mit RaC' - α -Teilchen. Die Platte soll es ermöglichen, bei diesen Spuren zwischen Protonen und α -Teilchen zu entscheiden. Die längste (horizontale) Spur wird einem α -Teilchen von etwa 10^8 e-V Energie zugeschrieben. *Erwin Miehlnickel.*

W. F. G. Swann. Protons as Primary Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 49, 650, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Höhenstrahlungs-Protonen oder α -Teilchen normalen Verhaltens müßten am Ende ihrer Bahn auf kleinem Raum stark ionisieren. Größe und Häufigkeit solcher Ionenwolken lassen sich nach Bethe berechnen. Tatsächlich fanden sich aber in einem vertikalen Zylinder ($45,6 \text{ cm}^2$ Fläche, 15,2 cm Höhe) weniger als 10 % der erwarteten Ionisationsstöße. Wenn das Höhenstrahlungsgemisch also überhaupt Protonen enthält, müssen diese ihre Energie im Sinne der bekannten Theorie des Verf. in Sekundärstrahlen umsetzen. *Erwin Miehlnickel.*

Louis Leprince-Ringuet. Cosmic Ray Particles of High Penetrating Power. Nature 137, 358, 1936, Nr. 3461. In einer koinzidenzgesteuerten Wilson-Kammer von 50 cm Höhe und 15 cm Breite, durchsetzt von einem homogenen, 13 000 Gauß starken Felde, werden die 7 cm Blei durchdringenden Höhenstrahlen bis zu $2 \cdot 10^{10}$ e-V Energie auf ihre Ladung hin untersucht. Es zeigt sich, daß das Mengenverhältnis positiver und negativer Teilchen, das zwischen $1 \cdot 10^8$ und $2,5 \cdot 10^8$ e-V noch praktisch 1 ist, sich mit wachsender Teilchenenergie zugunsten der positiven verlagert. Das langsamste Teilchen hatte $9 \cdot 10^8$ e-V Energie. Darin sieht Verf. einen weiteren Beleg für die Zusammensetzung der Höhenstrahlung aus

zwei Komponenten: Einer aus Elektronenpaaren, deren Energieverlust in 7 cm Pb mindestens $9 \cdot 10^8$ e-V beträgt, und einer zweiten ausschließlich positiv geladenen, die vermutlich aus Protonen besteht.

Erwin Miehlnickel.

Heinrich Friesen. Cosmic Rays and Mutations. Nature **137**, 870, 1936, Nr. 3473. Um einen etwaigen Einfluß der Höhenstrahlung auf die Mutationen in den Chromosomen untersuchen zu können, wurde eine größere Anzahl Fliegen (*Drosophila melanogaster*) bei einem Ballonaufstieg bis in die Höhe von 15 900 m mitgenommen, so daß die Fliegen während etwa zwei Stunden der hundertfachen Intensität der in Meereshöhe vorhandenen Höhenstrahlung ausgesetzt waren. Es wird eine Abnahme der Mutationen angegeben, die aber durchaus innerhalb der statistischen Schwankung liegt, so daß Theorien, die die Höhenstrahlung als wichtigen Faktor in der organischen Entwicklung ansehen, nur mit Vorsicht zu betrachten sind.

Johannes Juilfs.

M. Delbrück and N. W. Timoféeff-Ressovsky. Cosmic Rays and the Origin of Species. Nature **137**, 358—359, 1936, Nr. 3461.

H. Hamshaw Thomas. Dasselbe. Ebenda, S. 359. Gegen die Hypothese von Thomas (Nature **137**, 51, 1936), nach der durch Höhenstrahlen erzeugte Mutationen die Ursache der geographischen Verschiedenheit im Artenreichtum bilden, machen Delbrück und Timoféeff vor allem geltend, daß selbst in großen Höhen die Mutationsrate der Höhenstrahlung nur 3 % der spontanen beträgt und daß Gebirgs-lagen an sich die Ausbildung spezieller Formen begünstigen. Thomas antwortet, die spontanen Mutationen seien nicht „spontan“, sondern könnten wohl durch Umweltfaktoren induziert sein, und die Höhenstrahlung unterscheide sich durch die Schauerbildung wesentlich von anderen zum Vergleich herangezogenen Strahlungen.

Erwin Miehlnickel.

Ihatai Tuboi. Free Oscillations in a Lake having Non-elongated and Smooth Boundary. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **6**, 227—237, 1936, Nr. 2

Johannes Kluge.

G. R. Goldsbrough. The Tidal Oscillations in an Elliptic Basin of Variable Depth. II. Proc. Roy. Soc. London (A) **155**, 12—32, 1936, Nr. 884. Es wird die Bildung von Oberflächenwellen in einem rotierenden Gefäß von elliptischem Grundriß und parabolischer Tiefenverteilung (elliptisches Paraboloid) berechnet. Anwendung auf die Geophysik: Gezeitenbildung auf der rotierenden Erde. Das gleiche Problem ist in einer früheren Arbeit ohne Berücksichtigung der Rotation behandelt worden [Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 157, 1930]. Einige Fälle werden bis zum numerischen Resultat durchgeführt und für diese die örtliche Verteilung der Phase (Kurven gleicher Gezeiten) angegeben.

H. Schlichting.

M. Lurie und Michailoff. Die Verdunstung von Wasser aus offenen Oberflächen. Gesundheits-Ing. **59**, 289—294, 1936, Nr. 21. Das Gesetz der Wasserverdunstung aus offener Oberfläche — abgeleitet vor allem aus einer großen Zahl eigener Versuche der Verf. — drückt aus, daß die in der Zeit- und je Flächen-einheit verdunstende Menge proportional ist dem Unterschied zwischen dem Druck des Sattedampfes bei der Temperatur des feuchten Thermometers und dem herrschenden Dampfdruck bei der Versuchstemperatur der strömenden Luft. Dieser Unterschied ist mit einem Psychrometer zu messen. Der Proportionalitätsfaktor ist linear abhängig von der Luftgeschwindigkeit.

H. Ebert.

Wilh. Schmidt. Cause of „Oil Patches“ on Water Surfaces. Nature **137**, 777, 1936, Nr. 3471. Wenn mit konstanter Geschwindigkeit fließendes Wasser auf ein Hindernis trifft, entsteht eine stehende Welle, die nach den Beobachtungen des Verf. bei sehr kleinen Geschwindigkeiten in eine Kapillarwelle übergeht, die

als sehr feiner Faden zu erkennen ist. Diese Wellen haben eine Tiefenausdehnung von weniger als 1 mm. Die gleiche Erscheinung tritt längs des an Leeseite gelegenen Ufers eines Sees auf, wenn ein mäßiger Wind weht. Unter Umständen entsteht ein beiderseitig von einem „Faden“ begrenzter Streifen, der das Aussehen eines auf der Oberfläche des Wassers schwimmenden Ölflecks hat. Hierbei treten ähnliche Bewegung verzögernde Wirkungen wie bei richtigen Ölflecken auf, so daß ankommende Wellen gedämpft werden. *v. Steinwehr.*

Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in einigen österreichischen Seen, II. Wiener Ber. 144 [2a], 667—688, 1935, Nr. 9/10. Der Verf. hat seine Untersuchungen über das Eindringen von Sonnen- und Himmelsstrahlung in Seen mit Hilfe von Langeschen Silberselen-Photozellen (vgl. diese Ber. 1935) auf eine Reihe weiterer Ostalpenseen ausgedehnt. Für den Ossiacher-, Faaker-, Wörther-, Klopeiner-, Millstätter- und Weissen-See in Kärnten und für den Traun-, Hallstätter-, Altaussee-, Offen-, Vorderen- und Hinteren Langbath-See im Salzkammergut werden relativer Intensitätsverlauf, spektrale Zusammensetzung des Lichtes und die Transmissionskoeffizienten für die verschiedenen Tiefen angegeben. Die Seen zeigten darin ein voneinander sehr verschiedenes Verhalten. Im Traunsee wurden auch Messungen des diffusen Unterlichtes in verschiedenen Tiefen gemacht. Der Verf. beschreibt ein graphisches Verfahren zur Reduktion der Transmissionskoeffizienten auf zenitalen Sonnenstand. *F. Steinhauser.*

L. F. Curtiss und A. V. Astin. High altitude stratosphere observations. Science (N.S.) 83, 411—412, 1936, Nr. 2157. Zur Aufzeichnung des atmosphärischen Druckes wurde ein radiometeorographischer Ballonaufstieg veranlaßt. Der 44 Zoll-Gummiballon hatte eine Steiggeschwindigkeit von etwa 500 m/min, der Sender arbeitete auf der 5 m-Welle und hatte mit Zubehör ein Gewicht von $1\frac{1}{2}$ Pfund. Es wurde ein minimaler Druck von 8 Millibar entsprechend einer Höhe von 38,7 km erreicht. Eine Cellophanumhüllung für die Apparaturen nach dem Vorschlag von Regener und Pfotzer hielt die Temperatur auf über 35° während des ganzen Aufstiegs, wie die ferngemeldeten Temperaturaufzeichnungen erkennen ließen. Eine Unstetigkeit in der Druckkurve ist einem instrumentellen Fehler zuzuschreiben, aus dem auch zu schließen ist, daß die erreichte Höhe eher zu niedrig als zu hoch angegeben ist. *Winckel.*

F. Reuter. Die Beziehung der halbjährigen Druckwelle zum Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit des Luftdrucks und der Dauer der aperiodischen Luftdruckwellen sowie zu den säkularen Schwankungen derselben und der interdiurnen Veränderlichkeit der Windgeschwindigkeit. Meteorol. ZS. 53, 137—141, 1936, Nr. 4. Der Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit des Luftdrucks stellt sich als eine Überlagerung einjähriger und halbjähriger Wellen dar, die vorwiegend durch die gleichen Perioden im Luftdruckgang verursacht sind. Die von Travniček angegebenen säkularen Schwankungen der jährlichen aperiodischen Druckwellen, der Jahresmittel der interdiurnen Veränderlichkeit des Luftdrucks und der Windgeschwindigkeit werden auf die langjährigen Schwankungen der Amplitude der halbjährigen Druckwelle und der halbjährigen Zirkulation zurückgeführt. Die Zusammenhänge werden durch Korrelationsberechnungen erhärtet. Auch der Jahresgang und die langjährigen Schwankungen der Anzahl der Depressionen werden mit Änderungen der halbjährigen Zirkulation in Verbindung gebracht. *F. Steinhauser.*

Ferd. Travniček. Über die Häufigkeit von Tagen mit barometrischer Ruhe, deren zeitliche und örtliche Verteilung. Meteorol.

ZS. 53, 141—144, 1936, Nr. 4. Der barometrische Säkulareffekt, der in einer den allgemeinen Druckgang überlagernden kurzperiodischen Zusatzunruhe zum Ausdruck kommt, zeigt sich am deutlichsten in den ganz kleinen interdiurnen Luftdruckänderungen. Es wird daher zu seiner Feststellung die Auszählung der barometrischen Ruhetage vorgeschlagen, wobei vermerkt wird, wie oft bei Vernachlässigung der Angabe der Zehntelmillimeter der Barometerstand an zwei aufeinanderfolgenden Tagen gleich blieb. Dazu ist wesentlich weniger Zeit nötig als zur üblichen Auszählung der interdiurnen Luftdruckveränderlichkeit. Der auf diese Art festgestellte Verlauf der säkularen Schwankung der Häufigkeit barometrischer Ruhetage in Kairo, Lesina, Triest, Saizburg, Berlin und Altona wird in ausgeglichenen Kurven wiedergegeben. Aus dem Vergleich der ausgeglichenen Kurven der Säkularschwankungen der interdiurnen Temperaturveränderlichkeit und der barometrischen Ruhe in Wien von 1775 bis 1930 glaubt der Verf. eine Ähnlichkeit im Verlauf beider Kurven zu sehen, aus der er auf eine gemeinsame Ursache der säkularen Schwankungen schließen will. *F. Steinhäuser.*

Fr. W. Nitze. Eine Darstellung der Temperaturhäufigkeiten aerologischer Aufstiege. Meteorol. ZS. 53, 146, 1936, Nr. 4. Der Verf. schreibt in jedes Kästchen eines thermodynamischen Diagrammpapiers, wie oft dieses im untersuchten Zeitabschnitt (Winter 1933/34) von Zustandskurven der aerologischen Aufstiege gekreuzt wurde. Daraus ergaben sich sehr deutlich drei Häufigkeitsmaxima der Temperaturverteilung mit der Höhe, die dem maßgebenden Einfluß verschiedener Luftkörper auf die Temperaturverteilung zugeschrieben werden. Zum Vergleich wird auf die Übereinstimmung mit den Ergebnissen einer früheren Untersuchung von Kopp hingewiesen, der für die potentiellen Temperaturen der Hauptinversionen Häufigkeitswerte bei 18 und 34° in Höhen von 2 bzw. 5,1 km fand. *F. Steinhäuser.*

Sigurd Evjen. Über die Vertiefung von Zyklonen. Meteorol. ZS. 53, 165—172, 1936, Nr. 5. Bricht an einem Sattelpunkt der Luftdruckverteilung Kaltluft unter die entgegenströmende Warmluft ein, so wird die Warmluftzunge gehoben. Die Warmluftzunge wird pro Masseneinheit im allgemeinen ein größeres Volumen einnehmen als die verdrängte Luft; in den höheren Schichten werden dann die Flächen gleichen Druckes nach oben ausgebogen; es strömt zufolge der Gradientkraft von diesem hohen Steiggebiet die Luft aus, und damit beginnt der Luftdruck am Erdboden zu sinken, wodurch der Zyklonenprozeß verstärkt wird. Die aus dem Steiggebiet in der Höhe ausströmende Luft wird von der allgemeinen Westwindtrift gegen Osten mitgeführt und es kommt zufolge dieser oberen Advektion zur Entstehung eines Steiggebietes auch am Boden östlich der Zyklone. So kommt der Verf. zu der Ansicht, daß große anhaltende Druckanstiege im allgemeinen immer mit der Vertiefung einer nachfolgenden, mehr westlich gelegenen Zyklone zusammenfallen. Als Beleg für die entwickelten Ansichten werden zahlreiche Beispiele angeführt. *F. Steinhäuser.*

F. Travníček. Über merkwürdige subjektive Windaufzeichnungen, deren Bearbeitung und Erklärung. Gerlands Beitr. 47, 290—298, 1936, Nr. 3. Aus den Windbeobachtungen von Graz und Gleichenberg leitet der Verf. durch übergreifende zehnjährige Mittel säkulare Änderungen der Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten mit einer Periode von etwa 30 Jahren ab und erklärt sie wie andere ähnliche Erscheinungen durch Änderungen der atmosphärischen Unruhe. Zuzeiten erhöhter mittlerer Turbulenz (um 1912) soll sich die Atmosphäre mehr rollend fortbewegen und es soll dann der Wind über die Berge leichter in die Täler eindringen können, während zuzeiten geringerer

Turbulenz (um 1926) sich die Atmosphäre mehr gleitend fortbewegen und die Schutzwirkung der Berge voll zur Geltung kommen soll. In dieser Anschauung will er bei Anwendung des Föhnprinzips eine Erklärung der Brücknerschen Klimaschwankung im Lee hoher Gebirgsketten sehen. *F. Steinhäuser.*

H. Tollner. Gletscherwinde auf der Pasterze. Wiener Anz. 1936, S. 99—100, Nr. 11. XLIV. Jahresber. d. Sonnblick-Ver. f. 1935, S. 38—54. Pilotballonuntersuchungen auf dem Pasterzengletscher ergaben, daß der Gletscher- oder Firnwind nicht nur bei schönem Wetter, sondern auch bei trübem Wetter und selbst bei Regen weht. Die vertikale Mächtigkeit des Gletscherwindes erreicht im allgemeinen ein Maximum am frühen Nachmittag; sie schwankt zwischen 50 und 380 m. Der Einfluß der Gradientwindströmung auf die lokalen Talwinde wird besprochen. An den von der Sonne beschienenen Hängen entwickelt sich über dem Gletscherwind ein Aufwind quer zum Hang. Da der Gletscherwind von der Temperaturdifferenz zwischen Luft- und Eisoberfläche abhängt, ist er am stärksten in den unteren Teilen des Gletschertales, wo diese Temperaturdifferenzen am größten sind, entwickelt. Nach Ansicht des Verf. wirkt der Gletscherwind als Erhalter des Gletschereises, da er die Eisoberfläche mit abgekühlter Luft überstreicht, dadurch andere wärmere Winde von der direkten Berührung mit dem Eis abhält und auch die Fließgeschwindigkeit des Eises heabsetzt. *F. Steinhäuser.*

V. Conrad. Die Evaporationskraft des Hochgebirges. ZS. f. angew. Meteorol. 53, 111—115, 1936, Nr. 4. Der Verf. weist darauf hin, daß die Ansicht, daß die Austrocknungskräfte der höheren Lagen der Gebirge allgemein denen der Niederung überlegen seien, in dieser Verallgemeinerung nicht zutreffend ist. Er zeigt auf Grund der Wagnerschen Formel, daß die Verdunstung unter Voraussetzung gleicher Windgeschwindigkeit knapp über der verdunstenden Oberfläche bei plausiblen Annahmen mit der Höhe abnehmen muß. In einem geschützten Hochtal wird wegen der geringeren Windgeschwindigkeit die Verdunstung noch kleiner sein. Ausnahmen machen bestimmte Wetterlagen, wie z. B. Inversionen oder winterlich Antizyklogen. Es werden auch Beispiele von Verdunstungsbeobachtungen angeführt, die ebenfalls zeigen, daß im Jahresmittel die Verdunstung mit der Höhe abnimmt. *F. Steinhäuser.*

Kwan'iti Koenuma. Some Problems of Waves Propagating in the Atmosphere. Mem. Imp. Marine Obs. Japan 6, 175—212, 1936, Nr. 2. Unter der Annahme einer gleichmäßigen Temperaturabnahme in der Atmosphäre und mit Berücksichtigung der Kompressibilität der Luft werden Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit der kurzperiodischen Schwingungen der Atmosphäre berechnet. Es zeigt sich, daß es einen bestimmten Bereich von Geschwindigkeiten gibt, in dem keine Wellen möglich sind. Dieser Bereich wird mit abnehmendem vertikalen Temperaturgradienten kleiner und verschwindet bei Isothermie. Aus den abgeleiteten Beziehungen zwischen Wellenlängen, Geschwindigkeiten und Perioden ergibt sich, daß mit dem Temperaturgradienten Perioden und Wellenlänge, die einer bestimmten Fortpflanzungsgeschwindigkeit entsprechen, vergrößert werden. Mit der gleichen mathematischen Methode wird auch die Wellenausbreitung an einer Fläche thermischer Diskontinuität für die Fälle untersucht, daß oberhalb und unterhalb der Diskontinuitätsfläche Isothermie oder die gleiche Temperaturabnahme herrsche. In diesen Fällen sind die einer bestimmten Wellengeschwindigkeit entsprechenden Perioden bedeutend größer als bei einer Atmosphäre mit stetigem Temperaturgradienten. Die Perioden werden bei ansteigendem Temperaturgradienten größer. Sie werden kleiner, wenn der Temperatursprung an der Diskontinuitätsfläche größer wird; das zeigt sich besonders bei kleinen Wellenlängen.

Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit nehmen mit der Höhenlage der Diskontinuitätsfläche zu, während die Periode gleich bleibt, solange die Diskontinuitätsfläche in einer Höhe von nur wenigen km liegt. *F. Steinhäuser.*

R. Scherhag. Die Entstehung des Nordsee-Orkantiefs vom 19. Oktober 1935. Anwendung der Divergenztheorie auf eine herbstliche Sturmzyklone. *Ann. d. Hydrogr.* **64**, 153—160, 1936, Nr. 4. Nachdem eine Überschlagsrechnung ergeben hat, daß die Divergenztheorie in der Lage ist, den starken Druckabfall, der dem Orkangebiet vom 19. Oktober 1935 unmittelbar vorausging, zu erklären, wird der Energieaustausch zwischen Sturmrelief und frontaler Höhenströmung betrachtet. Die Ereignisse dieses Orkans sind theoretisch erfaßbar. Dieser Orkan sowie der am 30. November zum 1. Dezember 1935 über den Britischen Inseln auftretende heftige Druckabfall sind Beispiele dafür, wie ein Tief an einer ganz anderen Stelle eine Zyklone entstehen lassen kann, wobei die Vorhersage nur auf Grund einer weltweiten Wetterkarte rechtzeitig möglich ist. *H. Ebert.*

K. Lüders. Beobachtungen bei einem Wirbelsturm im Gebiet der Außenjade. *Ann. d. Hydrogr.* **64**, 160—162, 1936, Nr. 4. Es sind während eines heftigen Gewitters über Minsener Oldeogge (4. 8. 1930) mit starkem Hagelschlag Beobachtungen über einige Kräftewirkungen des Wirbels gemacht worden. Verf. zeigt, daß der Wirbelstrom im Gebiet seiner Zugstraße neben einer Störung des Gezeitenstromes auch die Gezeitenbewegung vorübergehend gestört hat. *H. Ebert.*

Jean Mendousse. L'utilisation de la vapeur d'eau atmosphérique. *Journ. de phys. et le Radium* (7) **7**, 48 S, 1936, Nr. 4. [*Bull. Soc. Franç. de Phys.* Nr. 385.] *H. Ebert.*

W. G. Iles and Kathleen Worsnop. The behaviour of a single-hair hygrometer under varying conditions of temperature and humidity. *Proc. Phys. Soc.* **48**, 358—371, 1936, Nr. 3 (Nr. 266). Zur Klärung einiger umstrittener Fragen in bezug auf das Verhalten von Haarhygrometern und insonderheit zur Klärung der Frage einer Übersättigung in den Wolken unternehmen die Verff. eine Reihe systematischer Untersuchungen. Die verschiedenen Einrichtungen (Thermo- und Hygrostat) werden ausführlich beschrieben und die einzelnen Versuche mitgeteilt. Es ergibt sich, daß ein Haar, in der üblichen Weise vorbehandelt, welches sich in gesättigter Luft befindet, bei Verminderung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in seiner Länge zunächst zunimmt. Diese Tatsache macht die Beobachtung einer Übersättigung in den Wolken sehr fraglich. Die Ausdehnung eines Haares verläuft sehr merkwürdig; zwischen -10 und $+1,5^{\circ}\text{C}$ dehnt sich das Haar aus, zwischen $+1,5$ und $+20^{\circ}\text{C}$ zieht es sich zusammen. Die Ergebnisse der Verff. stimmen nicht mit den von Grundmann (*Phys. Ber.* **16**, 620, 1935) gefundenen überein. Es wird vermutet, daß das in den verschiedenen Versuchsbedingungen begründet ist, da Grundmann bei Unterdruck und mit sehr geringer Vorspannung des Haares arbeitet. *H. Ebert.*

B. J. Birkeland. Mittel und Extreme der Lufttemperatur. *Geofys. Publ. Oslo* **14**, Nr. 1, 1936, 155 S. Als Normalperiode für die Lufttemperatur wurden für die neuen Tabellen die Jahrgänge 1861 bis 1920 gewählt. Die Tabellen enthalten: Lufttemperatur, Wind, Niederschlag, Bewölkung, Nebel, Feuchte, Luftdruck, Seetemperatur. In vorausgeschickten Ausführungen wird etwas über die Güte der Mittel u. ä. mitgeteilt. *H. Ebert.*

W. W. Coblentz and R. Stair. The evaluation of ultra-violet solar radiation of short wave-lengths. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **22**, 229—233,

1936, Nr. 4. Die Methoden zur Messung des ultravioletten Teiles des Sonnenspektrums werden durch die Verwendung einer Titan-Photozelle verbessert, die auf Strahlung von größerer Wellenlänge als 3500 Å nicht mehr anspricht. In Verbindung mit vier Glasfiltern wird hiermit das ultraviolette Spektralband zwischen 2900 und 3500 Å in fünf Teile aufgelöst. Die Eichung der Zelle vor einem Ultraviolettnormal macht es möglich, mit einem einzigen Instrument die Intensitätsverteilung und die gesamte Intensität in absolutem Maß zu ermitteln. Vorläufige Messungen sind in San Juan, Flagstaff und in den San Francisco-Bergen ausgeführt worden. Im Verlauf dieser Untersuchung sind auch Beobachtungen mit einem Thermoelement als Empfänger und mit einem Kompensationsthermoelement, beide in Verbindung mit geeigneten Filtern, angestellt. Die Messungen ergeben, daß die Ultraviolettstrahlung etwa doppelt so groß ist, wie bisher auf der Grundlage früherer Beobachtungen errechnet wurde. In Washington wird bei klarstem Sommerwetter für die mittlere Intensität der Strahlung unterhalb 3132 Å 75 Mikrowatt pro cm² gefunden, während in San Juan wegen des geringeren Ozongehaltes der Stratosphäre in den Tropen dieser Wert auf 95 Mikrowatt pro cm² erhöht wird. Auch über die Änderung der Ultraviolettstrahlung in höher gelegenen Stationen werden Angaben gemacht. *Tingwaldt.*

I. A. Khvostikov et K. B. Panschin. Polarisation de la lumière du ciel nocturne. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 187—188, 1936, Nr. 4. Messungen der Polarisation des nächtlichen Himmelslichtes, die nach der Auslöschungsmethode von Vavilov ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß dieses Licht während der ganzen Nacht teilweise polarisiert ist. Die Lage der Polarisations Ebene folgt im allgemeinen der Stellung der Sonne unter dem Horizont, und hieraus läßt sich folgern, daß das nächtliche Himmelslicht im wesentlichen aus dem von den oberen atmosphärischen Schichten zerstreuten Sonnenlicht besteht. Gegen Mitternacht überlagert sich dieser Erscheinung ein neuer Effekt, indem der Winkel zwischen der Polarisations Ebene des nächtlichen Himmelslichtes und der Richtung zur Sonne von 90° abweicht; gegen 1 Uhr erreicht diese Abweichung ein Maximum und verschwindet gegen 3 Uhr. Dieser Effekt läßt sich durch die Intensitätsänderungen des offenbar unpolarisierten Eigenlichtes des Himmels erklären. *Szivessy.*

Nora M. Mohler. Photographic Penetration of Haze. Journ. Opt. Soc. Amer. 26, 219—220, 1936, Nr. 5. Für zwei Plattensorten (Empfindlichkeitsmaximum etwa 6000 bzw. 8000 Å bei Vorschalten eines Filters) wird die Sichtweite nach auffallenden Punkten der Landschaft geprüft; an Tagen mit schlechter Sicht (5 km) ist die Sichtweite mit der Infrarotplatte (nur! D. Ref.) 1,1 mal so groß wie mit der panchromatischen Platte; an klaren Tagen (Sichtweite 30 km) steigt das Verhältnis auf 1,7. Ein Unterschied für Nebel- und Regentage wird nicht gefunden. Nach Hulburt wird als oberer Teilchenradius in leichtem Nebel der Wert 0,3 µ errechnet. *Bandow.*

G. P. Butler. Observing the sun at 19,300 feet altitude, Mount Aunconquilcha, Chile. Smithsonian Misc. Coll. 95, Nr. 1, 4S, 1936. Strahlungsmessungen mittels Pyrheliometer im Quilcha-Lager (Höhe 17 400 Fuß) und auf genanntem Berg werden mitgeteilt. Für 19 300 Fuß ergibt sich bei Luftmasse 1,40 der Wert 1,663 gcal/qcm · min und nach Reduktion auf Zenitdistanz 0 und mittleren Sonnenabstand 1,753. Einzelablesungen sind mitgeteilt. *Sättele.*

Chr. Jensen. Polarisationsgröße und Sonnenfinsternis nebst Bemerkungen über die Bedeutung der sekundären Diffu-

sion für die atmosphärischen Polarisationserscheinungen. Meteorol. ZS. 53, 125—137, 1936, Nr. 4. Aus Messungen der Polarisationsgröße im Zenit während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 läßt sich kein Finsterniseinfluß nachweisen. Der Verf. bespricht noch zahlreiche andere Untersuchungen über den Einfluß einer Sonnenfinsternis auf Strahlungsphänomene und erläutert die oft nicht übereinstimmenden Ergebnisse. Die einwandfreie Beurteilung des Einflusses einer Sonnenfinsternis ist dadurch erschwert, daß beim Zustandekommen der optischen Phänomene während einer Finsternis folgende Faktoren berücksichtigt werden müssen: die rein geometrisch-optischen Verhältnisse, die Wetterverhältnisse vor der Finsternis am Beobachtungsort und in seiner Umgebung, die bestehende Witterungstendenz, die Änderungen der atmosphärischen Trübungsverhältnisse am Beobachtungsort infolge der Finsternis und die entsprechenden Änderungen an Orten, deren Luftpörper für die diffuse Strahlung am Beobachtungsort in Frage kommen. Es werden auch zahlreiche Untersuchungen kritisch besprochen, die sich mit der Mitwirkung der sekundären Diffusion in der Atmosphäre bei den Polarisationserscheinungen befassen. *F. Steinhauser.*

Hellmut Berg. Beobachtung des großen Ringes und seines oberen Berührungsbogens. Meteorol. ZS. 53, 145, 1936, Nr. 4. Gelegentlich einer Beobachtung von Haloerscheinungen in Köln wurde der Radius des großen Ringes im Mittel zu $45,4^\circ$ und der Abstand des oberen Berührungsbogens zu $45,9^\circ$ bei einer Sonnenhöhe von $14,3^\circ$ bestimmt. Der Verf. schließt, daß diese Beobachtung einen echten Berührungsbogen im Sinne der Theorie von Galle betraf. *F. Steinhauser.*

Günther Falckenberg. Experimentelles zur Absorption dünner Luftschichten für infrarote Strahlung. Meteorol. ZS. 53, 172—175, 1936, Nr. 5. In einem 237 cm langen Absorptionsrohr wurde die Abhängigkeit der Luftabsorption von der Wasserdampfspannung bei Strahlertemperaturen von 40, 100 und 0° gemessen. In freier Atmosphäre wurde die Abhängigkeit der Absorption von der Schichtdicke bei Wasserdampfspannungen von 3,0, 4,7 und 9,9 mm bestimmt. Die Ergebnisse sind in Kurvenform dargestellt. Der Vergleich der Ergebnisse mit den nach der Absorptionskurve von Hettner berechneten Werten zeigt, daß die Hettner-Kurve zu hohe Absorptionswerte liefert. Der Verf. leitet aus seinen Kurven ab, daß bei Berechnung der die Atmosphäre durchsetzenden Strahlungsenergie nach den Emdenschen Gleichungen bei sommerlichen Dampfspannungen eine Luftschichtdicke von 50 cm nicht überschritten werden darf. *F. Steinhauser.*

G. D. Shallenberger and E. M. Little. Haze and Smoke Visibility. Theory and Measurement. Phys. Rev. (2) 49, 413, 1936, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Sehr kurzes Referat über eine Arbeit, die sich mit theoretischen und praktischen Untersuchungen über die Sicht im Rauch und die Sicht von entfernten Bergrücken beschäftigt. *F. Steinhauser.*

L. Krastanow. Über die Rolle der Kondensationskerne bei den Kondensationsvorgängen in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 53, 121—125, 1936, Nr. 4. Nach der Gibbs-Volmerschen Keimbildungstheorie sind zur Kondensation von homogenem Wasserdampf sehr hohe (vier- bis fünffache) Übersättigungen notwendig. In der Atmosphäre wirkt sich aber die Anwesenheit von Kondensationskernen in einer Erniedrigung der Keimbildungsarbeit aus, da die Arbeit, die zur Bildung von Wassertröpfchen von der Größe der Kondensationskerne notwendig ist, wegfällt und nur eine Arbeit zum Anwachsen des Wasser-

tröpfchens bis zur Größe des der vorhandenen Übersättigung entsprechenden Gleichgewichtströpfchens notwendig wird. Mit Hilfe der Gibbs-Volmer-schen Gleichung wird für kernfreie Luft und für Luft, die Kondensationskerne bestimmter Größen enthält, die Keimbildungsarbeit W als Funktion der Höhe in einer isotherm und in einer adiabatisch geschichteten Atmosphäre berechnet, woraus sich die kritischen Höhen, in denen die Kondensation beginnt — das ist, wo $W = 0$ — ergeben.

F. Steinhauser.

H. Maurer. Die Veränderlichkeit der jährlichen Niederschlagsmengen. Meteorol. ZS. 53, 150—153, 1936, Nr. 4. Als geeignetes Maß zum Vergleich der Veränderlichkeit der jährlichen Niederschlagsmengen an verschiedenen Stationen führt der Verf. die Höchstveränderlichkeit oder höchste Stufenschwankung Δ ein, die definiert ist durch:

$$\Delta = s(R) - s(r) = [\log(R + 164,5)/(r + 164,5)]/\log 1,18.$$

Der Ableitung liegt eine Einteilung der einzelnen Jahresniederschlagsmengen r_i nach Stufen $s(r_i) = [\log(r_i + 164,5)/164,5]/\log 1,18$ zugrunde. [$s(R)$ ist die Stufe der größten und $s(r)$ die Stufe der kleinsten Jahresniederschlagsmenge der Reihe.] Die den einzelnen Stufen s_i entsprechenden Jahresniederschlagsmengen r_i sind in einer Tabelle zusammengestellt. Die Anwendung auf die Niederschlagsverhältnisse von Mitteleuropa, Südamerika und dem ehemaligen Deutsch-Südwestafrika zeigt, daß die Höchststufenschwankung Δ dem Hellmannschen Schwankungskoeffizienten $q = R/r$ besonders darin überlegen ist, daß sie von der mittleren Regenmenge unabhängig ist und daher auch für Gebiete mit geringen Niederschlägen noch brauchbare Werte liefert. Als vollkommenes Maß der Veränderlichkeit der Jahresregenmengen mit Berücksichtigung der Regenmengen r_i aller Beobachtungsjahre n wird das Schwankungsmaß $S = 100 \sum (s_i - s_m)^2/n$ eingeführt, wo $s_m = \sum s_i/n$.

F. Steinhauser.

F. Steinhauser. Über die Niederschlagsbereitschaft in den Ostalpen. Wiener Anz. 1936, S. 98—99, Nr. 11. XLIV. Jahresber. d. Sonnblick-Ver. f. 1935, S. 55—60. Zum klimatischen Vergleich verschiedener Gebiete Österreichs wurde aus dem Beobachtungsmaterial von 1891 bis 1930 für die Stationen Sonnblick, 3106 m, Bad Gastein 974 m, Wien, 203 m, Innsbruck, 582 m und Klagenfurt, 446 m, für jeden Tag des Jahres die prozentuelle Häufigkeit des Auftretens von Niederschlägen, das ist die Niederschlagsbereitschaft, berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabellen und in Kurven wiedergegeben. Dabei zeigen sich in den Nordalpen manchmal geringe zeitliche Verschiebungen in den Kurven und in den „Singularitäten“, die auf ein Vorrücken der Witterungsentwicklung von Westen nach Osten hindeuten. Zwischen Nord- und Südalpen finden sich auch Unterschiede in den Rhythmen der Niederschlagsbereitschaft, die darauf hinweisen, daß der Alpenkamm auch hinsichtlich der Regelmäßigkeit der Witterungsentwicklung als Klimascheide wirkt. Der Vergleich der Größe der Niederschlagsbereitschaft an den verschiedenen Stationen weist große Unterschiede auf und gibt einen wesentlich besseren Einblick in die zeitliche Niederschlagsverteilung und in die klimatischen Unterschiede als die Monatsmittel der Niederschlagstage.

F. Steinhauser.

W. Dammann. Die mittlere Temperatur des Januar in Deutschland in ihrer Abhängigkeit von den Schwankungen der Luftdruckverteilung. Meteorol. ZS. 53, 157—165, 1936, Nr. 5. Zur Untersuchung der Frage, welche mittleren Luftdruckverteilungen mit bestimmten Temperaturverhältnissen in Deutschland verbunden sind, wurden aus dem Be-

obachtungszeitraum 1893 bis 1912 für die drei als repräsentativ ausgewählten Stationen Borkum, Memel und München alle Januartage in neun Gruppen mit bestimmten Temperaturverhältnissen eingeteilt, und zwar nach den Gesichtspunkten: alle Stationen zu warm oder zu kalt oder von mittlerer Temperatur, Borkum allein zu warm oder zu kalt, Memel allein zu warm oder zu kalt oder München allein zu warm oder zu kalt. Für jede dieser Gruppen wurde die mittlere Luftdruckverteilung über Europa und von 20 Stationen Deutschlands die mittleren täglichen Maximum- und Minimumtemperaturen berechnet. Die neun Typen der mittleren Luftdruckverteilung sind in Karten dargestellt. Die Berechnung der Abweichungen der Luftdruckwerte der einzelnen Gruppen von der mittleren Luftdruckverteilung des Januars zeigt, daß eine Umkehrung in den Temperaturverhältnissen in Deutschland von zu hohen nach zu tiefen Temperaturen oder umgekehrt mit einer nahezu vollständigen Umkehrung in der Tendenz der Druckanomalien verbunden ist. Es werden auch die bei den neun Arten der Luftdruckverteilung in Deutschland auftretenden mittleren Temperaturverhältnisse und ihre Abweichungen von den 20jährigen Mittelwerten des Januars besprochen. Aus den Häufigkeiten der neun Arten der Luftdruckverteilung und den zugehörigen Temperaturgraden in den verschiedenen Teilen des Reiches, die in Tabellen zusammengestellt sind, ergibt sich ihre Bedeutung für das Zustandekommen der Mitteltemperaturen des Januars. *F. Steinhauser.*

W. B. Schostakowitsch. Geschichtete Bodenablagerungen der Seen als Klima-Annalen. Meteorol. ZS. 53, 176—182, 1936, Nr. 5. Aus den Schichtdicken der jährlichen Bodenablagerungen in Seen kann auf die Niederschlagsmengen im Zuflußgebiet geschlossen werden. Dem Verf. standen ununterbrochene Vermessungen der Dicken jährlicher Schlammschichten des Pertsees von 600 n. Chr. und für den Sackisee vom Jahre 2394 v. Chr. bis 1894 n. Chr. zur Verfügung. Daraus berechnete er für diese Zeiträume die jährlichen Niederschlagsmengen im Gebiete von Ostbaltikum bzw. in der Krim. Es ergab sich, daß die Niederschlagsschwankungen in beiden Gebieten gleich waren und daß der Niederschlag in dem ganzen Zeitraum von über 4000 Jahren keine merklichen Veränderungen im Vergleich zu der Zeit, aus der direkte Niederschlagsbeobachtungen existieren, mitgemacht hat. Die aus den Bodenablagerungen bestimmten Niederschlagsschwankungen stimmen mit dem von Gams und Nordhagen nach geologischen, archäologischen, floristischen und historischen Tatsachen abgeleiteten Niederschlagsverlauf in der Vergangenheit gut überein. *F. Steinhauser.*

Chr. Junge. Zur Frage der Kernwirksamkeit des Staubes. Meteorol. ZS. 53, 186—188, 1936, Nr. 5. Es wurde die Eignung verschiedener Staubarten zur Erfassung mit dem Scholzchen Kernzähler untersucht. In den meisten Fällen war die Kernzahl nach Aufwirbelung des Staubes erhöht. Daraus wird geschlossen, daß alle Substanzen durchaus als Kondensationskerne wirken, wenn sie nur genügend fein zerteilt sind. Dies wurde auch noch durch Versuche mit verschiedenen konzentrierten Lösungen von unbenetzbarem Paraffin in chemisch reinem Benzol und mit Mischungen von destilliertem Wasser und dem sehr hygroskopischem Kaliumhydroxyd bestätigt, wo die gefundenen Kernzahlen mit der Konzentration der Lösung zunahmen. Der Verf. leitet aus seinen Untersuchungen ab, daß mit Scholzchen Kernzählern alle Teilchen — gleich welcher chemischen Beschaffenheit — mit einem Radius von etwa 10^{-7} bis $7 \cdot 10^{-6}$ cm gezählt werden. *F. Steinhauser.*

Gerhard Kunze. Rhythmische Wiederkehr von Hagelschlägen am gleichen Ort. Meteorol. ZS. 53, 191—192, 1936, Nr. 5. Der Verf. führt für

einzelne Gebiete mehrere Folgen von Hagelschlägen an, aus denen er die Realität des Rhythmus von $5\frac{1}{2}$ Tagen in der Wiederkehr von Hagelschlägen erweisen will. Er sieht auch in diesen Einzelfällen wieder den Zusammenhang der Hageltage mit schlechten Empfangsbedingungen für das 10 m-Band und mit Fadingtagen.

F. Steinhäuser.

Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Mesure de la teneur en ozone des couches basses de l'atmosphère pendant l'hiver, à Abisko (Laponie suédoise). C. R. 202, 1525—1527, 1936. Nr. 18. In Fortsetzung und mit Methoden früherer Arbeiten (1934) wird der Ozongehalt unterer Schichten spektroskopisch bestimmt. Irgendein Zusammenhang zwischen dem Ozongehalt und meteorologischen Größen ist nicht gefunden worden. *H. Ebert.*

F. A. Paneth. The Helium Content of the Atmosphere. Current Science 4, 804—806, 1936, Nr. 11. Verf. erörtert die sehr konstante Zusammensetzung der Atmosphäre, soweit sie der unmittelbaren Beobachtung zugänglich ist. Die große Beständigkeit gilt nicht für die großen Höhen der Stratosphäre und der Troposphäre, bei denen sich bereits der Einfluß der Schwere geltend macht. Für das Helium, das als das leichteste der ständig in der Atmosphäre vorkommenden Gase sich in größeren Höhen anreichern müßte, sollten größere Schwankungen auch deswegen zu erwarten sein, weil an manchen Orten der Erde, z. B. in den Gebieten der großen Mineralöl-Felder, dauernd große Mengen dieses Edelgases entweichen. Dahingehende Untersuchungen von Gerling in den russischen Erdölgebieten haben jedoch nur eine sehr kleine Zunahme des Heliumgehaltes ergeben. Nach Entwicklung einer neuen Methode zur zuverlässigen Bestimmung des Heliums in kleinen Luftproben hat der Verf. eine Erforschung des Heliumgehaltes der Atmosphäre auf der ganzen Erde begonnen. Eine Probe aus 21 km Höhe über England ergab eine Vermehrung des Heliumgehaltes um 8 %, während andere Proben aus 16 bis 18 km Höhe in ihrem Heliumgehalt mit der Londoner Luft übereinstimmten. Weitere Untersuchungen über den Heliumgehalt in großen Höhen, auch aus der Stratosphäre, besonders über Indien sind in Zusammenarbeit mit den Meteorologen eingeleitet, da die bisherigen Ergebnisse für endgültige Schlüsse nicht ausreichen.

Dede.

St. von Thyssen. Über die Verwendung verschiedenartiger Explosionen zur Erregung seismischer Wellen. ZS. f. Geophys. 12, 86—97, 1936, Nr. 2/3. Man kann die für seismische Untersuchungen erforderlichen longitudinalen Wellen vielfach mit Hilfe der Energie komprimierter Gase, die sich plötzlich ausdehnen können, verhältnismäßig einfach erzeugen. Wenn geringe Energien ausreichen, wie bei reflexionsseismischen Untersuchungen, genügt eine kleine Menge von Schwarzpulver, die in einem Stahlrohr zur Explosion gebracht wird. Der seismische Wirkungsgrad brisanter Sprengstoffe ist verhältnismäßig gering. Es werden Versuche und Ergebnisse beschrieben.

K. Jung.

Geophysikalische Berichte

Bruno Schulz. Zur Vollendung des 70. Lebensjahres von Gerhard Schott. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 329—335, 1936, Nr. 8.

F. Spiess. Alfred Herz †. *Ann. d. Hydrogr.* 64, 233, 1936, Nr. 6.

Ignatius Puig. Das neue Observatorium für kosmische Physik in San Miguel. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 48, 90—93, 1936, Nr. 1.

K. Keil. Dezimalklassifikation des meteorologischen Schrifttums. *Meteorol. ZS.* 53, 260—263, 1936, Nr. 7. *Dede.*

Aspirated hair hygrometer. *Journ. scient. instr.* 13, 197, 1936, Nr. 6. Das Haarbündel befindet sich in einer durchlöchernten Metallröhre, durch die mit einem Aspirator Luft gesaugt wird. Bewegt wird ein Spiegel, so daß mit einer Lichtmarke abgelesen werden kann. *H. Ebert.*

Georges Rempp. Sur un frigorimètre différentiel. *C. R.* 202, 1937—1939, 1936, Nr. 23. Es ist ein Frigorimeter nach Thilenius (s. diese Ber. 12, 2695, 1931) gebaut worden. Eine Berechnung der Abkühlungsgröße ist mitgeteilt. *H. Ebert.*

E. A. Johnson. Theoretical Analysis of Amplification of Pulses from an Ionization Chamber. *Phys. Rev.* (2) 49, 638, 1936, Nr. 8. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird kurz auf eine theoretische Behandlung der Verstärkung von stoßweisen Ent- bzw. Aufladungen einer Ionisationskammer hingewiesen. *Johannes Juilfs.*

J. L. Rannie and W. M. Dennis. Axis strain in theodolites, its effects, and one method of removal. *Canad. Journ. Res. (A)* 14, 93—114, 1936, Nr. 5. Beschrieben wird ein Verfahren, um im Laboratorium Theodolite hinsichtlich wirksamer Achsenspannungen zu prüfen. Ferner wird ein Verfahren angegeben, um derartige Spannungen an Alhidaden- und Fernrohrachse zu beseitigen. *Flügge.*

L. W. Pollak und F. Fuchs. Zusätzliche lichtelektrische Meßeinrichtung zum UV-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie A. G. *Gerlands Beitr. z. Geophys.* 47, 362—368, 1936, Nr. 4. Zur Ermöglichung einer objektiven Bestimmung der Verfärbung der Testflüssigkeit bei den Messungen der UV-Strahlung mit dem bioklimatischen UV-Dosimeter wird die Verwendung einer Sperrschichtphotozelle nach B. Lange empfohlen. Das UV-Dosimeter wurde so umgebaut, daß an einem Ende die Photozelle und am anderen Ende ein Lämpchen eingeschraubt werden kann, so daß das Teströhrchen der Länge nach durchleuchtet wird. Aus den Messungen der durchgehenden Lichtstärke vor und nach der Exposition des Teströhrchens läßt sich die durch die UV-Strahlung bewirkte Trübung der Testflüssigkeit objektiv ableiten. Voraussetzung der Anwendbarkeit der Methode in dieser Form ist eine konstante Lichtquelle. Um von Änderungen der Beleuchtungsstärke der verwendeten Lichtquelle unabhängig zu werden, wurde ein neues „lichtelektrisches UV-Kolorimeter“ geschaffen, das eine mit monochromatischen Filtern ausgestattete Glühlampe, zwei Test- und ein Temperaturröhrchen der I. G. Farben und zwei Sperrschichtphotozellen enthält, die entweder in einer Brückenschaltung oder gesondert benutzt werden können. *F. Steinhäuser.*

Heinz Sorber. Über ein Zweifedern-Gravimeter. *Phys. ZS.* 37, 599, 1936, Nr. 16. Das Bifilargravimeter hat zwei schwerwiegende Nachteile: man ist gezwungen, in der Nähe des Umschlagpunktes zu arbeiten, und der Ausschlag ist der Schwereänderung nicht proportional. Diese Nachteile treten nicht auf, wenn man zwei mit je einem Spiegel belastete Spiralfedern an Stelle der einen Feder

des Bifilargravimeters verwendet. Um die nötige Empfindlichkeit zu erreichen, trifft der registrierende Lichtstrahl beide Spiegel mehrmals nacheinander. Bei dem mit Temperaturschutz und Temperaturkompensation versehenen Versuchsinstrument wurde bereits eine Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-8}$ g/mm erreicht, und es konnte mit Sicherheit gezeigt werden, daß die von Courvoisier behauptete Schwankung der Schwerkraft von 10^{-8} g nicht auftritt.

K. Jung.

Hugo Benioff. A linear strain seismograph. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 25, 283—309, 1935, Nr. 4. Der zur Aufzeichnung horizontaler Bodenbewegungen bestimmte Seismograph beruht nicht auf dem Pendelprinzip. Er zeichnet die Schwankungen auf, die der Abstand zweier fest in den Boden eingebetteter Pfeiler bei dem Vorübergang der Erdbebenwellen erleidet. Zwischen den 20 m voneinander entfernten Pfeilern befindet sich ein horizontaler Balken, der die Bewegung des einen Pfeilers in die Nähe des anderen Pfeilers überträgt, indem er auf der einen Seite starr mit dem ersten Pfeiler verbunden ist, während er auf der anderen Seite dicht bei dem zweiten Pfeiler frei endigt. Es wird aufgezeichnet, wie sich der kleine Abstand zwischen Balkenende und Pfeiler beim Vorübergang von Erdbebenwellen ändert. Die Übertragung geschieht auf elektromagnetischem Wege nach dem Telephonprinzip. Der Balken trägt einen Magneten, der Pfeiler einen von Spulen umwickelten Anker. Mit dem Abstand zwischen Balkenende und Pfeiler ändert sich der die Spulen durchdringende magnetische Kraftfluß. Hierbei werden Ströme erzeugt, die durch ein Spiegelgalvanometer geschickt und photographisch aufgezeichnet werden. Durch Anwendung von Galvanometern mit verschiedenen Eigenperioden kann man die Eigenschaften des Seismographen in weitem Bereich ändern und den jeweiligen Bedürfnissen anpassen. Die wichtigsten Teile des Seismographen werden abgebildet und eingehend beschrieben, einige Bebenaufzeichnungen wiedergegeben. Nach einem Abriß der Theorie folgen kurze Angaben über die Konstruktion ähnlich gebauter Vertikal- und Dilatationsseismographen.

K. Jung.

Y. K. Hsü and Y. M. Hsieh. Emanation content of hot springs and artesian wells in Peiping area. Chinese Journ. of Phys. 2, 106—116, 1936, Nr. 1. Die Verff. bestimmen nach der Schüttelmethode den Emanationsgehalt von sieben Quellen des Peiping-Gebietes. Sowohl Radium- wie Thoriumzerfallsprodukte wurden gefunden. Es wurden zwei Untersuchungsreihen ausgeführt im Frühjahr 1932 und im Frühjahr 1935. Meßbare Schwankungen im Emanationsgehalt wurden bei keiner Quelle gefunden.

Dede.

Robert Bossuet. Recherche des métaux alcalins dans les eaux naturelles. C. R. 202, 1162—1164, 1936, Nr. 13. Verf. untersucht zahlreiche Mineralquellen Frankreichs auf ihren Gehalt an den fünf Alkalimetallen mit Hilfe der Flammenspektalanalyse. Von einer Anzahl Quellen wird festgestellt, daß sie Caesium nicht oder nur in Mengen von weniger als 10^{-3} mg im Liter enthalten.

Dede.

E. H. Riesenfeld und T. L. Chang. Über den Gehalt an HDO und H_2O^{18} in Regen und Schnee. Chem. Ber. (B) 69, 1305—1307, 1936, Nr. 6. Im Anschluß an die Befunde von Harada und Titani untersuchen die Verff. drei in Potsdam und eine in Uppsala gesammelte Schneeproben. Die Sammelzeit lag kurz nach dem Schneefall. Von allen Proben wurde die Dichte des gereinigten Schmelzwassers nach der Schwimmer-Methode mit der des Berliner Leitungswassers verglichen. Das Schneewasser ist durchschnittlich — 2,7 γ leichter als das Berliner Leitungswasser und — 4,2 γ leichter als Ozeanwasser. Diese Erscheinung wird aus dem Dampfdruckverhältnis $p_{\text{HDO}}/p_{\text{H}_2\text{O}}$ und $p_{\text{H}_2\text{O}^{18}}/p_{\text{H}_2\text{O}}$ erklärt. Da die Dichte des Regens am Anfang und Ende eines Regenfalls verschieden ist, sind Beobachtungen über einen längeren Zeitraum erforderlich.

Dede.

E. H. Riesenfeld und T. L. Chang. Über die Verteilung der schweren Wasser-Isotopen auf der Erde. Chem. Ber. (B) 69, 1308—1310, 1936, Nr. 6. Verff. stellen Betrachtungen über die Isotopenverschiebung im Wasser während dessen Kreislauf auf der Erde an. *Dede.*

G. Allen Mail. Soil temperatures at Bozeman, Montana, during sub-zero weather. Science (N.S.) 83, 574, 1936, Nr. 2163. *K. Jung.*

K. E. Bullen. The variation of density and the ellipticities of strata of equal density within the earth. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 395—401, 1936, Nr. 9. Nach neueren seismischen Untersuchungen liegt in etwa 400 km Tiefe eine Unstetigkeitsfläche, an der die Dichte auf etwa 4 springt. Hiervon ausgehend, wird folgende Dichteverteilung berechnet: Mittlere Dichte der außerhalb des Kerns gelegenen Massen 4,45, Dichte in 400 km Tiefe 4,077, Dichte in 2900 km Tiefe oberhalb der Kerngrenze 5,47, Dichte in 2900 km Tiefe unterhalb der Kerngrenze 9,93, mittlere Dichte des Kerns 10,89, Dichte im Erdmittelpunkt 12,26. Seiner Dichte nach besteht der Kern aus Eisen mit sehr wenig oder keinen schweren Metallen. Die Abplattung der Niveauflächen nimmt von 1 : 297 (Oberfläche) auf 1 : 391 (Mittelpunkt) ab. *K. Jung.*

Montonori Matuyama. Distribution of Gravity over the Nippon Trench and Related Areas. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 93—95, 1936, Nr. 4. Im Oktober 1934 wurden Pendelmessungen im mittleren Teil des japanischen Inselbogens vorgenommen, im Oktober 1935 schlossen sich weitere Messungen im südlichen Teil und auf der See zwischen Tōkaidō und Titizama an. Die Verteilung der Freiluftanomalie wird in einer Kartenskizze dargestellt. Ein Streifen beträchtlicher negativer Anomalien begleitet die nahe der japanischen Ostküste gelegene Tiefseerinne und fällt im südlichen Teil fast genau mit ihr zusammen. Im mittleren und nördlichen Teil ist die Anomalie nach Westen versetzt. Westlich und östlich von dem Streifen negativer Anomalien liegen ausgedehnte Felder von zum Teil beträchtlichen positiven Anomalien. *K. Jung.*

R. Schumann. Über ein angebliches Versehen in H. Bruns Schrift „Die Figur der Erde“. Gerlands Beitr. z. Geophys. 47, 409—410, 1936, Nr. 4. **Hans Hornich.** Über eine Kritik an H. Bruns Schrift „Die Figur der Erde“. Ebenda S. 411—412.

N. Idelson. Erwiderung auf die vorstehenden Kritiken. (Auszug aus einem Schreiben an den Herausgeber.) Ebenda S. 413—415. Idelson hatte in den Verhandlungen der baltischen geodätischen Kommission Leningrad—Moskau 1934 in einem Aufsatz über die Bestimmung der Figur der Erde aus Schwerkraftmessungen von einem Versehen H. Bruns in seinen Ableitungen gesprochen. In dieser Beziehung wird hier von Schumann darauf hingewiesen, daß es sich bei Bruns um eine beabsichtigte Schätzung handelte, während Hornich in den Rechnungen Idelsons die Annahme, daß das Integral, das die Anziehung einer regulären Fläche G gibt, auch in den Punkten der Fläche G überall stetig sei, beanstandet. Idelson lehnt diese Einwendungen als unberechtigt ab und weist darauf hin, daß auch schon Helmert die von ihm besprochene Formel von Bruns für den Geoidabstand aufs schärfste kritisiert hatte. *F. Steinhäuser.*

Nicolas Stoyko. Sur l'irrégularité de la rotation de la Terre. C. R. 203, 39—40, 1936, Nr. 1. Zur Bestimmung kurzperiodischer Unregelmäßigkeiten in der Erdrotation werden von Januar 1934 bis April 1936 die Reihen der Pendeluhrn des Bureau international Paris und der Quarzuhren der Reichsanstalt benutzt. Der Gang beider Kurven wird verglichen, es ergibt sich für die mittlere tägliche Schwankung der Erdrotation 0,001 s, für die Pariser Uhren und die Quarz-

uhren je 0,0008 s, für Oktober 1934 bis August 1935 eine Verzögerung der Rotation von 0,39 s (Paris) bzw. 0,35 s (Reichsanstalt). Nicht zu erkennen ist, ob die Schwankung periodisch, die Zwischenzeit zweier Verzögerungsmaxima ist 10 Monate, zweier Beschleunigungsmaxima 16 Monate (Paris) bzw. 13 Monate (Reichsanstalt). *Süttlele.*

Archie Lamont. Palaeozoic Seismicity. *Nature* **138**, 243—244, 1936, Nr. 3484.

Takuji Ogawa. On a Seismogenic Line in Kinki Provinces, Southwest Japan. Part I. Great Earthquake of Northern Districts of Tango, 1927. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **12**, 96—98, 1936, Nr. 4.

J. Joseph Lynch. Modern Seismology and Some of Its Problems. *Rev. Scient. Instr.* **7**, 229—232, 1936, Nr. 6. *K. Jung.*

Takahiro Hagiwara. Report on the work of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, during the year 1933—1934. (Seventh Report.) *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **48**, 94—108, 1936, Nr. 1. *Dede.*

Walter v. zur Mühlen. Seismische Oberflächenwellen und Fragen der Großtektonik Nord- und Mitteldeutschlands. *ZS. d. D. Geol. Ges.* **88**, 341—354, 1936, Nr. 5. Nach allgemeinen Ausführungen über die Bedeutung der seismischen Oberflächenwellen für die Erforschung geologischer Großformen wird gezeigt, wie die Dispersionskurven einiger europäischer Beben zur Untersuchung des Untergrundes von Böhmen-Thüringen und der Norddeutschen Tiefebene verwendet werden können. Hierbei zeigt sich, daß das Thüringer Becken nach seiner Tiefentektonik der Böhmisches Masse zuzuordnen ist, worauf auch die Verteilung der erdmagnetischen Elemente und der Schwerkraft schließen lassen. *K. Jung.*

R. Köhler. Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen. XXIII. Messung der Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche. *ZS. f. Geophys.* **12**, 148—166, 1936, Nr. 4. Die Schwingungen einer Kohlenwäsche, die beim Anlaufen betriebseigener Maschinen entstehen, wurden gemessen, und es wurden die Resonanzverhältnisse des Gebäudes ermittelt. Die Ergebnisse führten zu Maßnahmen zur Herabminderung der Gebäudeschwingungen: durch Änderung der Schwingungsdauer der am meisten störenden Grobsetzmaschine um 11 % konnte die Gebäudeschwingung um 77 % vermindert werden. Durch Auswertung der freien Eigenschwingungen, die bei plötzlichem Abschalten der Maschinen entstehen, wurden die Schwingungseigenschaften des Gebäudes besonders deutlich ermittelt. *K. Jung.*

R. C. Hayes. Focal Depth of the Hawke's Bay Earthquake of February 2—3, 1931. *Nature* **138**, 126—127, 1936, Nr. 3481. Eine neue Bearbeitung des Bebens führt wie die frühere Auswertung des Verf. auf eine Herdtiefe von 16 bis 24 km. Hiernach dürfte die von anderer Seite angegebene Tiefe von 10 bis 12 km nicht richtig sein. *K. Jung.*

Charles Bois. Sur les séismes à foyer anormalement profond. *C. R.* **203**, 101—103, 1936, Nr. 1. Mit Hilfe der Tabellen von Wadati wurden unter Benutzung der herdnahen Reflexionen die Herdtiefen der in Straßburg aufgezeichneten tiefen Erdbeben aus den Jahren 1924 bis 1934 neu bestimmt. Die Ergebnisse werden mit den von anderer Seite berechneten Herdtiefen verglichen. Hiernach sind die mit Turners Methode berechneten Herdtiefen des International Seismological Summary durchweg zu groß; die Bestimmungen aus den *S* — *P*-Lauf-

zeitdifferenzen, den P_c P - und S_c S -Kernphasen und den Brunnerschen Kurven stimmen mit den von Wadati angegebenen wahrscheinlichsten Herdtiefen und den vom Verf. neu berechneten gut überein. *K. Jung.*

Charles Bois. Sur les séismes à foyer profond. C. R. 203, 341—343, 1936, Nr. 4. Abgesehen von wenigen isolierten Fällen treten die tiefen Beben in zwei Gruppen auf: am Rande der zirkumpazifischen Geosynklinade und in der Zone der alpinen Faltungen. Herdtiefen von etwa 120 und 320 km kommen besonders häufig vor, ihnen entsprechen wahrscheinlich Unstetigkeitsflächen. Die Natur des Bebenvorganges, soweit sie sich in dem Auftreten von Kompressions- oder Dilatationswellen äußert, hängt von der Herdtiefe ab und ändert sich in verschiedenen Tiefen ziemlich plötzlich. Diese Erscheinungen deuten darauf hin, daß zwischen 80 und 600 km Tiefe drei Unstetigkeitsflächen vorhanden sind oder wenigstens drei Zonen, in denen sich die elastischen Eigenschaften des Erdinneren mit der Tiefe schnell ändern. *K. Jung.*

Harold Jeffreys. The structure of the earth down to the 20° discontinuity. Month. Not. Geophys. Suppl. 3, 401—422, 1936, Nr. 9. Der in etwa 20° Herdentfernung auftauchende Erdbebenstrahl berührt im Scheitel eine Unstetigkeitsfläche, die etwa 480 km tief liegt. Aus den Aufzeichnungen europäischer und japanischer Beben wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der P - und S -Wellen bis zur Unstetigkeitsfläche und die der P -Wellen unter der Fläche bestimmt. Wegen der ausführlich mitgeteilten Einzelheiten — Berücksichtigung der Erdkrustenschichten und der Herdtiefe, Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, Laufzeiten usw. — muß auf die Originalabhandlung verwiesen werden. *K. Jung.*

Charles F. Richter. An instrumental earthquake magnitude scale. S.-A. Bull. Seismol. Soc. Amer. 25, 1—32, 1935, Nr. 1. Durch Vergleich der Maximalamplituden der auf den südkalifornischen Stationen aufgezeichneten Beben von verschiedener Herdentfernung wird das Gesetz der Amplitudenabnahme aufgestellt. Hiermit gelingt es, die Beben nach einer Größenskale zu ordnen. Die Größe eines Bebens wird definiert als der dekadische Logarithmus der in $1/1000$ mm ausgedrückten Maximalamplitude, die von einer bestimmten Art kurzperiodischer Torsionsseismometer ($T_0 = 0.8$ sec, $V = 2800$, $h = 0.8$) in einer Herdentfernung von 100 km aufgezeichnet würde. In dieser Größenskale haben die schwächsten registrierten Beben die Größe 0, die schwächsten gefühlten Beben die Größe 1.5; Beben von der Größe 3 werden bis in etwa 20 km Entfernung gefühlt, Beben von der Größe 4.5 verursachen leichte Schäden im Epizentrum. Die Größe 7 entspricht schwächeren Großbeben. Die Einordnung der Beben kann im allgemeinen bis auf etwa eine halbe Größenklasse genau erfolgen, bei besonders gut untersuchten Beben kann eine Genauigkeit von $1/10$ Größenklasse erreicht werden. Einige für die verschiedenen Größenklassen bezeichnende Beben werden besprochen. Untersuchungen über die Fühlbarkeitsgrenze zeigen, daß Maximalbeschleunigungen von 250 Milligal bei Perioden von 0.6 sec gerade fühlbar sind. Eine Häufigkeitsstatistik weist nach, daß die bei Erdbeben frei werdende Energie zum weitaus größten Teil in wenigen großen Beben enthalten ist. Für den Energieumsatz ist die Bedeutung der schwächeren Beben trotz ihrer größeren Zahl nur gering. *K. Jung.*

Yosio Katô. Magnetic Disturbance in the Seismic Area of the Semi-destructive Siduoka Earthquake of July 11, 1935. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 91—92, 1936, Nr. 4. In der Zeit anschließend an das Ortsbeben in Siduoka und Simidu am 11. Juli 1935 wurden in der betroffenen Gegend im Juli, August, November und im Januar 1936 magnetische Inklinationsmessungen vorgenommen. Die in diesen Zeitabschnitten gemessenen Werte zeigen örtlich ver-

schiedene Variationen, welche im Maximum Beträge von nahezu 1° erreichen. Aus den Versuchen wird geschlossen, daß das Zentrum der magnetischen Störungen mit dem des Behens zusammenfällt und nur wenige Kilometer tief liegt. *Schmerwitz.*

Kurt Wegener. Die Temperatur am Boden des grönländischen Inlandeises. ZS. f. Geophys. 12, 166—172, 1936, Nr. 4. *Scheel.*

Rudolf Forstinger. Die Eisverhältnisse der Südpolargebiete. Ann. d. Hydrogr. 64, 294—304, 1936, Nr. 7. Das Eis der Südpolargebiete besteht aus drei Arten: Inlandeis, Schelfeis der Antarktis und Treibeis der subantarktischen Meere. Ersteres ist Schneeis, entstanden durch die festen Niederschläge, das Schelfeis zum größten Teil abgestoßenes oder aufgelöstes Inlandeis und das Treibeis wechselndes Gemenge von Schollen und Bergen. Es folgen einige Bemerkungen über die Antarktis zur Eiszeit. In einem Anhang gibt Verf. eine Übersicht über die Geschichte der Südpolarforschung und den Anteil einzelner Staaten an der Erforschung. Deutschland steht an vierter Stelle. *H. Ebert.*

Fritz von Kerner. Über die Wachstumsgrenzen des Schneefalls bei sinkender Temperatur. Meteorol. ZS. 53, 269—270, 1936, Nr. 7. Zur Klärung der für die Gletscherforschung wichtigen Frage, ob die Schneelagerung durch Vermehrung des Schneeanteils am Gesamtniederschlag bei Abnahme der Temperatur trotz Abnahme der Gesamtniederschläge vergrößert werden kann, berechnet der Verf., wie bei sinkender Temperatur die zunehmende Dauer der Schneefallszeit der abnehmenden Ergiebigkeit des Schneefalls entgegenwirkt. Er unterscheidet drei Fälle: 1. Die Wintertemperatur sinkt ebenso wie die Sommertemperatur bei gleichbleibender Amplitude nur durch Senkung des Jahresmittels; 2. die Wintertemperatur sinkt bei gleichbleibender Sommertemperatur zu gleichen Teilen durch Senkung des Jahresmittels und durch Vergrößerung der Amplitude; 3. die Wintertemperatur sinkt um denselben Betrag, wie die Sommertemperatur steigt, also bei gleichbleibendem Jahresmittel nur durch Vergrößerung der Amplitude. Im Falle 1 ist eine Zunahme des Schneefalls bei Abnahme der Gesamtniederschlagssumme im weitgehenden Maße möglich, im Falle 2 und 3 sind dafür aber enge Grenzen gezogen. Für die Auffassung der Glazialzeiten als Folgen von Temperatursenkungen kommt Fall 1 in Betracht; für die astronomische Eiszeitlehre sind die Fälle 2 und 3 von Bedeutung. In milden Perihelwintern wird die Verkürzung der Schneefallszeit durch die wachsende Schneelieferung nicht kompensiert, wenn nicht die jährliche Niederschlagsmenge zunimmt. *F. Steinhauser.*

Marcel Roubault. Sur la radioactivité de quelques sources sauvages de la Kabylie de Collo (département de Constantine, Algérie). C. R. 203, 100—101, 1936, Nr. 3. *Dede.*

Kurt Wegener. Die Ozonfrage. ZS. f. Geophys. 12, 124—125, 1936, Nr. 2/3. *Scheel.*

Teodor Schlomka. Elektrodynamische Kräfte in der Atmosphäre. Meteorol. ZS. 53, 211—216, 1936, Nr. 6. Dadurch, daß der in der Troposphäre vorhandene lufterlektrische Vertikalstrom das erdmagnetische Feld durchfließt, kommt ein westöstlich gerichtetes elektrodynamisches Kraftfeld von der Dichte $k = 10^{-17} \cdot \sin \vartheta$ dyn/cm³ zustande, wo ϑ der Winkelabstand vom Pol ist. Dieses Feld ruft eine Westostbeschleunigung der Atmosphäre hervor, die in 2 km Höhe $b_{2\text{ km}} = 10^{-14} \sin \vartheta$ cm/sec² beträgt. Verschiedene Einwände werden besprochen und widerlegt. Zum größenordnungsmäßigen Vergleich werden die in der Meteorologie in Frage kommenden Kraftdichten in 45° Breite angegeben: Schwerkraftdichte $k = 1,3$ dyn/cm³, Corioliskraftdichte bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/sec

$k = 1,3 \cdot 10^{-1}$ dyn/cm², Druckkraftdichte bei einem barometrischen Gradienten von 1 mm Hg pro Meridiangrad $k = 1,2 \cdot 10^{-1}$ dyn/cm², Zentrifugalkraftdichte bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/sec und einem Krümmungsradius von 500 km $k = 2,6 \cdot 10^{-5}$ dyn/cm² und die elektrodynamische Kraftdichte $k = 0,7 \cdot 10^{-17}$ dyn/cm². Obwohl die elektrodynamische Kraft sehr klein ist, kann sie wegen ihrer dauernden Wirkung in derselben Richtung schließlich doch eine endliche Westostbewegung der gesamten Atmosphäre bewirken.

F. Steinhäuser.

G. Aliverti. Considerazioni sull'ancoraggio del radon a particelle degli aerosol. Gerlands Beitr. z. Geophys. **47**, 337—339, 1936, Nr. 4. Bei Besprechung einiger von ihren Ansichten abweichender Behauptungen von O. Macek erklärt die Verf. unter anderem, daß der Schluß, daß das Radon nicht angelagert sein könnte, nicht begründet ist, weil die zugrunde gelegte Annahme, daß die Zahl der gegebenenfalls angelagerten Atome der Zahl der in der Luft vorhandenen Kerne proportional sein müsse, nicht wahrscheinlich sei (vgl. das folgende Referat).

F. Steinhäuser.

Otto Macek. Zur Frage der Sorption von Radon und seiner Folgeprodukte durch Aerosole. Gerlands Beitr. z. Geophys. **47**, 340—356, 1936, Nr. 4. Gegenüber Vorwürfen von G. Aliverti zeigt der Verf. die Berechtigung der Ansicht, daß die wirksame Oberfläche und damit auch die Zahl der sorbierten Radonatomte in erster Näherung der Zahl der Ärosole und damit auch der Zahl der Aitkenschen Kerne proportional ist, und verteidigt sein Verfahren zur Befreiung der Auffangelektrode von Radon. Die Ansicht, daß die Radonatomte bei den Versuchen durch α -Teilchen ionisiert werden könnten, wird widerlegt. Zur Klärung der Deutung der Versuche von Rosa, die dahin ging, daß die radioaktiven Folgeprodukte im Spitzenapparat oder allgemein in einem Koronastromungsapparat abgeschieden werden, sofern sie an Kerne angelagert sind, weist der Verf. darauf hin, daß durch die Koronaentladung ungeladene Schwebeteilchen mit einem Radius unter einer gewissen Grenze nicht aufgeladen und daher auch nicht abgeschieden werden; das gilt z. B. auch für Induktionsatomte, die entweder selbst elektrisch neutral sind oder sich durch Anlagerung an entgegengesetzt geladene leichte Ionen neutralisiert haben. Die Zahl dieser prinzipiell nicht abscheidbaren Induktionsatomte wächst mit dem Gehalt an Kleinionen und nimmt ab mit dem Gehalt an großen Ärosolen. Davon hängt daher auch das Abfangvermögen oder der Wirkungsfaktor des Koronastromungsapparats ab. Bei den Versuchen von Rosa war wegen der großen Konzentration der Kleinionen der größte Teil der ursprünglich geladenen Induktionsatomte durch Anlagerung neutralisiert.

F. Steinhäuser.

Fritz Weischedel. Die Absorptionskurve der Ultrastrahlung im Bodensee. ZS. f. Phys. **101**, 732—754, 1936, Nr. 11/12. Im Anschluß an frühere Messungen von E. Regener (ZS. f. Phys. **74**, 433, 1932, vgl. diese Ber. **13**, 1029, 1932) wird die Absorptionskurve der Ultrastrahlung im Bodensee mit verbesserter Apparatur neu aufgenommen. Die Hochdruckionisationskammer ist auf 114 Liter vergrößert, das Elektrometer evakuiert. Die Restionisation kann auf den extrem kleinen Wert von weniger als 0,5 % des Ionisationswertes an der Seeoberfläche herabgedrückt werden. Bei der gesteigerten Meßgenauigkeit machen sich jetzt bereits die natürlichen Schwankungen der Ultrastrahlung bei der Aufnahme der Absorptionskurve bemerkbar. Nach einem besonderen Verfahren werden Hoffmannsche Stöße bis zu 235 m Wassertiefe beobachtet. Die Messungen unter 80 m Wassertiefe lassen sich jetzt nicht mehr wie bei Regener durch eine e -Funktion mit $\mu = 0,0188 \text{ m}^{-1}$ H₂O darstellen, dagegen immer noch abschnittsweise

mit $\mu = 0,025$, $\mu = 0,0165$ und $\mu = 0,009 \text{ m}^{-1} \text{ H}_2\text{O}$. Mit zunehmender Tiefe tritt also sprunghaft eine Härtung der Strahlung ein. *E. Regener.*

Hans Aschenbrenner und **Georg Goubau**. Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 47, 177—181, 1936, Nr. 6. Es wird eine Anordnung beschrieben zur Messung und Aufzeichnung rasch verlaufender erdmagnetischer Störungen, die auf folgendem Prinzip beruht: über einen ringförmigen, geschlossenen Eisenkern, der durch einen sinusförmigen Wechselstrom magnetisiert wird, ist eine ihn umschließende Spule geschoben, in der, da der Eisenkern durch das Erdfeld vormagnetisiert ist, eine Wechsellspannung mit der doppelten Frequenz des Magnetisierungsstromes induziert wird, dessen Amplitude von der Stärke der Vormagnetisierung, d. h. von der Stärke des Erdfeldes abhängig ist. Diese Wechsellspannung wird verstärkt und gleichgerichtet, der Richtstrom kann aufgezeichnet werden und ergibt eine proportionale Wiedergabe des zeitlichen Verlaufs der Störungen, die praktisch trägheitslos erfolgt. Es sind mit dieser Anordnung Feldschwankungen von weniger als $0,3\gamma$ gemessen worden. Über die Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden. *v. Harlem.*

G. Fanselau. Über den Einfluß der mitschwingenden Luft bei den magnetischen Schwingungsbeobachtungen. ZS. f. Geophys. 12, 58—62, 1936, Nr. 2/3. Für die Bestimmung der Konstanten des erdmagnetischen Feldes aus Schwingungsbeobachtungen wird eine Genauigkeit von 1γ gefordert. Hier wird erneut dargelegt, daß unter diesen Umständen der Einfluß der mitschwingenden Luftmasse auf das Trägheitsmoment nicht unbeachtet bleiben darf. Versuche zeigen, daß in diesem Falle Fehler bis zu mehreren γ auftreten können. Außerdem ist zu beachten, daß bei örtlichen und zeitlichen Luftdruckänderungen diese Korrektur selbst starken Schwankungen unterliegt. *Schmerwitz.*

G. Fanselau. Über Messung mit dem Quarzfaden-Horizontalintensitätsmagnetometer von la Cour in Potsdam, Seddin und Niemeck. ZS. f. Geophys. 12, 192—197, 1936, Nr. 4. Mit drei Modellen des neuen Quarzfaden-Horizontalintensitätsmagnetometers des Dänischen Meteorologischen Instituts wurden die Lokaldifferenzen von Potsdam, Seddin und Niemeck bestimmt. An die Stelle des Ablenkungsmagneten tritt bei diesem Instrument die Direktionskraft des Torsionsdrahtes. Als Ablenkungswinkel werden mit Hilfe eines Würfelspiegels Vielfache von $\pi/2$ benutzt. Die Ableitung des Reduktionsverfahrens wird neben einer Reihe von Einzelheiten des Meßverfahrens angegeben. Der mittlere Fehler der Meßwerte der drei Stationen betrug $0,9\gamma$. Die abgeleitete Differenz Potsdam—Seddin befindet sich innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit dem bisher zugrunde gelegten Wert. Demgegenüber ergab sich für die Differenz Seddin—Niemeck ein um 8γ höherer Wert. Die Aufklärung der Ursachen dieser Abweichung wird durch weitere Versuche vorbereitet. *Schmerwitz.*

H. Haalek. Über eine neue physikalische Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luftelektrischen Vertikalstromes. ZS. f. Geophys. 12, 112—123, 1936, Nr. 2/3. Für die im Erdinneren vorhandenen Ionen und Elektronen werden die Abstoßungskräfte gleichgeladener Ionen und Elektronen und die Anziehungskraft zwischen ungleich geladenen Ionen und Elektronen aufgestellt. In Ablehnung an atmosphysische Betrachtungen wird hierbei auch noch die bei starker Annäherung auftretende Modifikation des Coulombschen Gesetzes berücksichtigt. Dieses geschieht durch Einführung der mit einer höheren Potenz der

Entfernung abnehmenden, abstoßenden Zentralkraft. Eine teilweise Kompression des mit diesen Kräften zusammengeführten Ionen- und Elektronengitters führt zu einer Ladungsverschiebung derart, daß in den Gebieten höheren Druckes ein positiver, in denen geringeren ein negativer Ladungsüberschuß auftritt. Numerisch ergibt sich somit für die vier verschiedenen in Betracht gezogenen Abstoßungskräfte an der Erdoberfläche ein Ladungsüberschuß in der Größenordnung von etwa 10^6 Elektronen pro Volumeneinheit. Hierin ist zugleich eine Erklärung für den negativen luftelektrischen Strom enthalten. Zwar würde dieser im Laufe der Zeit bis auf Null abnehmen müssen! Jedoch selbst bei der augenblicklich herrschenden Stromstärke von 1400 Amp. würde in 1 Million Jahren die Gesamtzahl der im Erdkern enthaltenen Elektronen sich nur um den geringen Bruchteil von $1 : 10^{15}$ vermindern.

Schmerwitz.

Max Toperczer. Zur Kenntnis des erdmagnetischen Feldes nach den Ergebnissen der magnetischen Landesaufnahme von Österreich 1930. II. Verbesserung einiger Werte der Vertikalintensität. Wiener Anz. 1936, S. 93—94, Nr. 11. Für die zwölf Stationen der Landesaufnahme, an denen sich die Vertikalintensität auf dem Umweg über die Horizontalintensität und Inklination ergeben hatte, wurden zur Kontrolle die Differenzen direkt mit einer Vertikalfeldwaage bestimmt. An acht Stationen betrug der mittlere Fehler der Einzelmessung $\pm 11 \gamma$. Bei den vier anderen waren die Abweichungen beträchtlich größer; an einer erreichte diese sogar 120γ .

Schmerwitz.

Rudolf Kanitscheider. Bearbeitung des erdmagnetischen Beobachtungsmaterials der österreichischen Jan Mayen-Expedition im Polarjahre 1932/33. II. Der tägliche Gang der erdmagnetischen Elemente. Wiener Anz. 1936, S. 150, Nr. 16. In einem Sitzungsbericht werden die Werte der wichtigsten erdmagnetischen Variationen des täglichen Ganges an den international ruhigen Tagen mitgeteilt. Die Aufzeichnungen wurden zu Lloydschen Epochen für Polarnacht, Übergangszeit und Polartag zusammengefaßt. Die Amplituden des täglichen Verlaufs betrugen für diese drei Epochen $4,8'$, $11,3'$, $19,1'$ in D , $78,3$, $72,9$, $125,3 \gamma$ in H und $16,9$, $14,8$, $18,8 \gamma$ in Z . Von der ersten österreichischen arktischen Expedition wurden vor 50 Jahren an der gleichen Stelle wegen der bedeutend regeren Sonnentätigkeit wesentlich größere Amplituden gefunden. Mit den gleichzeitigen Messungen der französischen Polarstation in Scoresbysund stimmen die Werte gut überein.

Schmerwitz.

Mankiti Hasegawa. On the Type of the Diurnal Variations of the Terrestrial Magnetism on Quiet Days. Proc. Imp. Acad. Tokyo 12, 88—90, 1936, Nr. 4. Bei den täglichen magnetischen Variationen an ruhigen Tagen treten gelegentlich nur für die X - (Nord) Komponente zwei verschiedene Kurvenarten auf (P - und E -Typus), von denen die eine ein vorherrschendes Maximum aufweist, während die andere ein Minimum besitzt. In der Mehrzahl der Fälle zeigen die täglichen Variationen jedoch keine so ausgeprägten Unterschiede. Zur Untersuchung dieser Erscheinung wurden für alle in der Nähe des 120. Längengrades gelegenen Stationen die gleichzeitigen Variationen zusammengestellt. Aus der Wiedergabe der Kurven ist zu ersehen, daß in diesem Meridian die tägliche Variation etwa in der Form einer in Abhängigkeit von der Breite phasenverschobenen Welle auftritt. Außerdem ergab sich, daß die Veränderungen sich mit einer Geschwindigkeit von 15 Grad in 24 Stunden längs des Meridians bewegen. Diese Bewegung verursacht in mittleren Breiten den erwähnten Wechsel der Kurvenarten.

Schmerwitz.

J. A. Fleming. Continuation of the oceanic magnetic survey of the Carnegie Institution of Washington by the British Admiralty. S.-A. Terr. Magnet. 40, 147—150, 1935, Nr. 2. In der Einleitung wird ein Rückblick über das bisher insbesondere auf den Vermessungsfahrten der „Carnegie“ zusammengestrangene wissenschaftlich und praktisch wertvolle Material gegeben. Es folgt eine Aufstellung der noch ausstehenden magnetischen Forschungsaufgaben. Da sich das Carnegie-Institut zum Bau eines neuen Vermessungsschiffes nicht entschlossen hat, wird der von der Britischen Admiralität durchgeführte und vor dem Abschluß stehende Neubau eines ähnlichen, etwas größeren Schiffes in seiner Bedeutung für die Forschung begrüßt und gewürdigt.

Schmerwitz.

Frank T. Davies. The diurnal variation in magnetic and auroral activity at three high-latitude stations. S.-A. Terr. Magnet. 40, 173—182, 1935, Nr. 2. Die Grenze der Übergangszone der täglichen Variation der unregelmäßigen magnetischen Störungen, die auch die Region größter magnetischer Störungen ist, scheint auch das Gebiet größter Nordlichttätigkeit und auch das der größten Erdpotentialstörungen zu sein. Aus den Beobachtungen für die drei Stationen Little America, Barrow und Chesterfield werden diese und andere bemerkenswerte Einzelergebnisse zusammengestellt und besprochen.

Schmerwitz.

J. Bartels. Terrestrial-magnetic activity in the year 1933 and at Huancayo. S.-A. Terr. Magnet. 40, 265—266, 1935, Nr. 3. Die Maßzahlen der magnetischen Aktivität im Jahre 1933 wurden aus den täglichen Mittelwerten der Horizontalintensität an sechs Stationen berechnet und in einer Tabelle nebst einigen Erläuterungen wiedergegeben. Die im Vergleich hiermit unerwartet hohen Werte für das Huancayo-Observatorium in Peru werden kurz besprochen.

Schmerwitz.

A. G. McNish. Secular change in the magnetic solar-diurnal variations at the Huancayo Magnetic Observatory. S.-A. Terr. Magn. 40, 151—158, 1935, Nr. 2. Eine vollständige Änderung des Charakters der sonnentäglichen Variation der magnetischen Vertikalintensität in Huancayo während der vergangenen Sonnenfleckperiode wird beschrieben. Kennzeichnende Formen des südlichen Typus der Variationen, die zur Zeit der nördlichen Sommersonnenwende 1922 vorhanden waren, gingen bis 1932 in für die nördliche Halbkugel übliche Formen über. Dieser Wechsel steht in Zusammenhang mit der südwärts gerichteten Verlagerung des magnetischen Äquators in der Umgebung Huancayos. Für den großen Betrag der Verlagerung wird eine zusammengesetzte Funktion des Erdfeldes als maßgebend angesehen, wie sie in der atmosphärisch-dynamischen Theorie von Balfour Stewart gegeben wird.

Schmerwitz.

W. J. Rooney. Seasonal variation in earth-currents at Tucson, Arizona. S.-A. Terr. Magn. 40, 183—192, 1935, Nr. 2. Die jahreszeitlichen Wechsel des Erdstromes wurden entsprechend den Registrierungen der täglichen Variation an ruhigen Tagen für die dreijährige Periode 1932/34 bestimmt. Die tägliche Variation des Erdstrom-Potentialgradienten zeigt an einer Reihe monatlicher Registrierungen ebenfalls starke Veränderungen mit der Jahreszeit. Im Winter verlaufen die Kurven des Stromvektors etwa kreisförmig. Im Sommer sind diese stark auseinandergezogen, entlang einer Linie, die nahezu dem magnetischen Meridian entspricht. In dem parallelen Verlauf mit dem Wechsel der täglichen Variation der magnetischen Elemente, die an der gleichen Station registriert wurden, wird ein Hinweis für die Verkettung beider Erscheinungen gesehen.

Schmerwitz.

L. B. Snoddy, E. J. Workman and J. W. Beams. A Photographic Study of Lightning. Phys. Rev. (2) 49, 860, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) In Neu-Mexiko wurden mit drei verschiedenen Apparaten photographische Blitzaufnahmen gemacht, wobei ein fester und zwei bewegte Filme zur Anwendung kamen. Die Filmgeschwindigkeit betrug 80 bzw. 850 cm/sec. Es wurde auch hier wie bei anderen Autoren die Aufteilung des Blitzes in Haupt- und Teilentladungen festgestellt. *Schmerwitz.*

S. K. Mitra. Etude de l'ionosphère dans l'Inde. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 118 S., 1936, Nr. 7. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 391.] Zur Erforschung der Ionosphäre in niedrigen Breiten wurden seit 1930 Messungen in Kalkutta und in jüngster Zeit auch in Allahabad ausgeführt. Für die *E*-Schicht ergab sich in Kalkutta eine Höhe von 90 km. Die Ionisationsdichte in der *E*- und *F*-Schicht ist hier erheblich größer als in gemäßigten Breiten. Da in Kalkutta Gewitter und magnetische Störungen nur selten auftreten, entspricht die tägliche Variation sehr genau der theoretischen Voraussage von Chapman. Für diese Theorie ergab sich außerdem eine Bestätigung während der Sonnenfinsternis am 21. August 1933. Die Ionisation durch von der Sonne kommende neutrale Teilchen, die von gewissen Autoren gefordert wird, kann nur einen sehr untergeordneten Beitrag liefern. Die Einwirkung meteorologischer Erscheinungen, insbesondere von Gewittern, zeigt einen Zusammenhang mit der anormalen Ionisation. Auch die Leonidenschwärme scheinen auf die Ionisation der hohen Atmosphäre einen Einfluß auszuüben. Neuerdings wurden in Kalkutta sehr niedrige Ionisationsschichten in 55 km Höhe und zwischen 20 bis 30 km entdeckt. *Schmerwitz.*

Jean Chevrier. Relations entre la conductibilité électrique de l'air et quelques facteurs météorologiques à l'Observatoire de Ksara (Liban). C. R. 202, 1602—1604, 1936, Nr. 19. Vom August bis Dezember 1934 wurden auf dem Observatorium von Ksara (Liban) mit Hilfe der Gerdienischen Methode Messungen der luftelektrischen Leitfähigkeit angestellt. Die Messungen, zunächst noch unkorrigiert, werden in Abhängigkeit von Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Windgeschwindigkeit und Windrichtung tabellarisch mitgeteilt. Dabei zeigt sich in großen Zügen: Die Leitfähigkeit nimmt zu, wenn der Druck fällt, die Temperatur absinkt, die Feuchtigkeit geringer wird und die Windgeschwindigkeit abflaut. Größere Werte der Leitfähigkeit ergeben sich bei Winden zwischen NW und SW. *Fritz Hünsch.*

J. C. Jensen. The Dodge, Nebraska, „fireball“. Science (N.S.) 83, 574—575, 1936, Nf. 2363. Beschreibung einer Blitzröhre von ungewöhnlicher Länge. *H. Israël-Köhler.*

C. R. Wait. Computed and observed rates of small-ion production in the atmosphere. S.-A. Terr. Magn. 40, 209—214, 1935, Nr. 2. Verf. prüft die von F. J. Scrase für das Ionisationsgleichgewicht der Atmosphäre aufgestellten Formeln an geeignetem Meßmaterial von Washington. Die (berechneten) Werte für die einzelnen Wiedervereinigungskoeffizienten und die Ionisierungsstärke q stimmen mit den von Scrase am Kew-Observatory gefundenen befriedigend überein; doch sind diese q -Werte merklich kleiner als die direkt gemessenen: Aus synchronen Registrierungen von q , n , m und N (Klein-, Mittel- und Großionen) ergibt sich, daß die Formel von Scrase zu kleine Werte für den Wiedervereinigungskoeffizienten η zwischen Klein- und Großionen liefert. Außerdem muß das Wiedervereinigungsgesetz der schon von P. J. Nolan festgestellten und vom Verf. erneut bewiesenen Abhängigkeit des Koeffizienten η von der Kernzahl Rechnung tragen. Der Nolansche Ansatz $q = \eta \cdot n \sqrt{N}$ gibt jedoch die Ver-

hältnisse nicht richtig wieder. Es wird stattdessen die Beziehung $q = 1,0 \cdot 10^{-8} \cdot N \cdot n + 0,0372 \cdot n$ vorgeschlagen (abgeleitet unter der Annahme eines $\eta = 0,50 + 18\,600/N$), die sich den Messungsergebnissen des Verf. am besten anschließt.

H. Israël-Köhler.

G. R. Wait and O. W. Torreson. Diurnal variation of intermediate and large ions of the atmosphere at Washington, D. C. S.-A. Terr. Magn. 40, 425—431, 1935, Nr. 2. Mittels zweier Kondensatoren entsprechender Grenzbeweglichkeit, die nacheinander von der gleichen Aspirationsluft durchströmt werden, werden die Mittel- und Großionen M und N gleichzeitig registriert; die Kleinionen werden in einem geeigneten Vorkondensator abgefangen. Der Tagesgang beider Ionenarten ist nahezu der gleiche: Maximum gegen 21 Uhr Ortszeit (Zeit des 75. Meridians westl. Gr.), flaches, breites Minimum zwischen 4 und 16 Uhr. Diese Gleichsinnigkeit ist auch in den zahlenmäßigen Veränderungen von einem Tag zum anderen erkennbar, doch ist die Variation der Mitteli ionenzahl bei hohem Großionengehalt kleiner als bei niedrigem. Der Zusammenhang zwischen M und N läßt sich in der Form $M = C + K \cdot N$ darstellen; C und K sind Konstanten, die aber mit dem Absolutwert von N variieren; Beispiel:

Monat	M	N	C	K
Mai 1933	534	5180	200	0,0645
Juni 1933	516	3590	182	0,0928

Bei Gewitter nimmt die Zahl der Mitteli onen ähnlich wie die der Kleinionen stark zu. Der Grund dafür ist nicht, wie seinerzeit Schachl vermutete, der Lenard-Effekt, sondern die Zunahme der Ionisierungsstärke q , da auch Bestrahlung der Luft mit Röntgenstrahlen den gleichen Effekt einer Zunahme von Klein- und Mitteli onen hat. — Die Ergebnisse machen es wahrscheinlich, daß sowohl Mittel- wie Großionen als Aerosole ursprünglich der gleichen Quelle entstammen. (Vgl. auch diese Ber. S. 98.)

H. Israël-Köhler.

F. J. W. Whipple and F. J. Scrase. Point discharge in the electric field of the earth. An analysis of continuous records obtained at Kew Observatory. Geophys. Mem. 7, 20 S., 1936, Nr. 11. Nach ausführlicher Beschreibung der am Kew-Observatorium in Gebrauch befindlichen Anordnung zur Registrierung der Spitzenentladung bei hohem luftpotelektrischen Potentialgefälle werden die Ergebnisse einer 29 monatlichen Registrierperiode (August 1932 bis Dezember 1934) besprochen. Als „Spitze“ dient ein in 8,40 m Höhe über der Erde angebrachtes Platindrähtchen von 2 cm Länge und 0,45 mm Durchmesser. Die Messung erfolgt galvanometrisch, die Aufzeichnung photographisch. Die Spitzenentladung setzt ein bei einem Potentialgefälle von $+780$ bzw. -860 Volt/m und steigt dann angenähert mit dem Quadrat des Gefälles an. Die durch Spitzenentladung in die Atmosphäre zerstreuten positiven Elektrizitätsmengen verhalten sich zu den negativen im Mittel wie 1,7 : 1. Der jährliche Überschuß beträgt etwa 30 Millicoulomb; dieser Wert genügt, um den normalen atmosphärischen Leitungsstrom über einem Gebiet von 1800 m^2 zu kompensieren. Der Spitzenstrom zeigt eine tägliche (Maximum nachmittags) und jährliche (Maximum im Sommer) Variation. — Aus Registrierungen bei Gewitter werden die durch Blitze bedingten Feldänderungen ermittelt. Von 562 untersuchten Fällen ergeben 437 eine positive Feldänderung. Bemerkenswert sind die Feststellungen, daß einmal bei starken Feldern durch Blitzentladungen ebenso häufig Feldumkehr wie lediglich Feldschwächung beobachtet wird und daß weiter sehr häufig schwache Feldstärken, bei denen noch keine Spitzenentladung besteht, durch Blitze eine zur Entladung ausreichende Verstärkung erfahren. Die Ergebnisse werden bezüglich ihrer Bedeutung für das elektrische Geschehen in den Gewitterwolken diskutiert. Es wird auf die

naheliegenden Zusammenhänge zwischen Spitzenausstrahlung und Potentialgefälle hingewiesen: Die Tagesgänge des Gefälles über dem Ozean und in der Arktik, der Gewitterhäufigkeit der Erde und des Ausströmens positiver Elektrizität in Kew verlaufen annähernd parallel (Minima in den frühen Morgenstunden), Maxima zwischen 14 und 20 Uhr Greenwichzeit).

H. Israel-Köhler.

J. Fuchs. Elektronentemperatur und täglicher Gang in der *F*-Region der Ionosphäre. *Naturwissensch.* 24, 429, 1936, Nr. 27. In Ergänzung des Vortrags von Richard Gregory gibt Verf. ein Zitat von L. B. Atkinson aus „*Telegraph Journ. and Electr. Rev.*“ (13. Dezember 1889, S. 688) bekannt, in dem unter der Bezeichnung „Telelektroskop“ die Veröffentlichung des Verf. in „*English Mechanic*“ (21. April 1882, S. 151) betr. „die Idee der Verwendung eines integrierenden Gerätes zur Erzeugung des ganzen Bildes aus einem Element in einer Zeit, in der es auf der Netzhaut erhalten bleibt“ enthalten ist.

Winkel.

R. C. Colwell, A. W. Friend and N. I. Hall. The Production of Short Electrical Pulses. *Phys. Rev.* (2) 49, 865, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verff. haben versucht, die Kürze und Schärfe der Impulse bei der Methode von Breit und Tuve zur Erforschung der Ionosphäre durch verschiedene Mittel zu verbessern: 1. ein mechanisches Schlagwerk, 2. Daumen- und Schalterkontakt, 3. die Unterbrecherleitflüssigkeit, 4. den Synchronmotor, 5. das Widerstands-„Motorboot“, 6. die Widerstandskombination.

Winkel.

R. C. Colwell, A. W. Friend, N. I. Hall and L. R. Hill. The Lower Regions of the Ionosphere. *Nature* 138, 245, 1936, Nr. 3484. Die Höhe der unteren Grenze der *C*-Schicht, die von 40 bis 55 km reicht, ist im Sommer niedriger als im Winter. Sie steigt während der Nacht etwas an. Die *C*-Schicht reflektiert in den Sommermonaten so stark, daß sie die Reflexion von der *D*-Schicht, die von 5 bis 30 km reicht, schwächt. Daher findet man die *D*-Schicht gewöhnlich im Winter. Bei Gewittern und starken Winden ist die *C*-Schicht sehr turbulent. Während einer heftigen magnetischen Störung (Aufzeichnung Cheltenham 22. April 1936) zeigte die *C*-Schicht ein heftiges Schwanken und gleichzeitig ein Absinken ihrer unteren Grenze auf 1 bis 5 km. Ein Fernempfang auf dem 20 cm-Band war zu dieser Zeit nicht möglich. Während der Stratosphärenballon Explorer II die 60 000 Fuß-Grenze passierte, wurden die ausgesandten Signale schwächer, wahrscheinlich wohl, weil der Ballon die obere Grenze der *C*-Schicht passiert hatte.

Winkel.

L. C. Young and E. O. Hulburt. Radio and the Sunspot Cycle. *Phys. Rev.* (2) 50, 45—47, 1936, Nr. 1. Die beobachtete optimale Frequenz f für Tagesausbreitung über große Entfernung im Jahresmittel während der Zeit 1923 bis 1936 zeigte einen Wechsel mit der durchschnittlichen jährlichen relativen Sonnenfleckenzahl s gemäß der Beziehung $f = 7,8 (s + 12)^{1/4}$. Der Verlauf der Sonnenfleckenzahlkurve von 1749 bis 1935 deutet die Möglichkeit einer größeren Sonnenfleckenzahl in kommenden Solarzyklen an als es dem Wert $s = 78$ entspricht, der 1928 ein Maximum bedeutete. Mittels der f, s -Beziehung werden Funkausbreitungsbeziehungen für Sonnenfleckenzahlen von 100 bis 160 berechnet.

Winkel.

B. Sen Gupta, D. N. Chaudhuri and S. R. Khastgir. Ionospheric Height Measurements in Eastern Bengal by the Method of Signalfading. *Phil. Mag.* (7) 22, 132—144, 1936, Nr. 145. Es wurden Beobachtungen der Fadingintensitäten des Calcutta-Senders ($\lambda = 370,4$ m in 240 km Abstand) in kurzen Zeitabständen in Dacca mit einem Rahmen und einer vertikalen Antenne gemacht. Für die experimentelle Technik wurde eine einfache Theorie in modifi-

zierter Form der Methode von Appleton und Barnett der Messung des Einfallwinkels der Wellen entwickelt. An der *E*-Schicht wurden Vielfachreflexionen beobachtet, die Höhe der Schicht zu 106 km mit Abweichungen bis zu 137 km bestimmt. Genaue Anzeigen der gelegentlichen Durchdringung der *E*-Schicht durch die 370 m-Welle und gelegentlich des gleichzeitigen Empfangs der *E*₁- und *F*₁-Wellen zeigen, daß die Elektronendichte der *E*-Schicht bei diesen Gelegenheiten größer als $3 \cdot 10^3$ und weniger als $6 \cdot 10^3$ Elektronen/cm³ zur Zeit der Beobachtung ist. Die Durchschnittshöhe der *F*-Schicht ist zu 215 km bestimmt worden. Winkel.

Harlan T. Stetson. Further evidence for a lunar effect on the ionosphere from radio measurements. *Science* (N.S.) **83**, 595—596, 1936, Nr. 2164. Die Messungen, die in einer Periode geringer solarer Aktivität und über einen genügend großen Bereich von Mond-Stundenwinkeln gemacht wurden, bestätigen die Erscheinung einer Art von Mondgezeiten in der Ionosphäre, wofür allerdings keine befriedigende Erklärung gegeben werden kann. Ferner ergibt sich aus den Daten von Prof. H. R. M i m n o, daß wenn der Mond der Sonne gegenübersteht, eine Tendenz zur Erhöhung der ionischen Dichte auf der Nachthälfte der Erdatmosphäre vorhanden ist, wodurch eine Erhöhung der Anzahl von Reflexionen von der *E*-Schicht bewirkt wird. Ist der Mond in Sonnennähe, so verliert sich die Erscheinung im Sonneneffekt auf der Tagseite der Erdatmosphäre. Der prozentuale Wechsel von *E*-Reflexionen mit dem Wechsel der Mondstellung führt zur Annahme von Elektronengezeiten. In Zusammenhang hiermit stehen auch die magnetischen Charakteristiken des Erdfeldes. Winkel.

Samuel S. Kirby, Theodore R. Gilliland and Elbert B. Judson. Ionosphere studies during partial solar eclipse of February 3, 1935. *Bur. of Stand. Journ. of Res.* **16**, 213—225, 1936, Nr. 3 (RP. 868); auch *Proc. Inst. Radio Eng.* **24**, 1027—1040, 1936, Nr. 7. Beobachtungen der Sonnenfinsternis vom 3. Februar 1935 ergaben eine Abnahme der kritischen Frequenz jeder Schicht. Diese Abnahme war annähernd in Phase mit der Verfinsternung, angezeigt durch ein ionisierendes Agens (wahrscheinlich ultraviolettes Licht), das in der Sonne entsteht und sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Die Abnahme der äquivalenten Elektronendichte in jeder Schicht während der Finsternis wurde mit der Abnahme im exponierten Teil der Sonnenscheibe verglichen und gefunden, daß die Ionisation der normalen *E*-Schicht vermindert wurde, wenn sich das ionisierende Agens verminderte durch Rekombination der $+$ - und $-$ -Ladungen, während die Ionisation der *F*₂-Schicht und eine hohe Schicht von *E* durch einen Prozeß der Annäherung von Elektronen an neutrale Partikeln vermindert wurde. Winkel.

F. Schultheiss. Die abnormale Ionisierung der Ionosphäre. *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **48**, 7—21, 1936, Nr. 1. 1. Beim Übergang der Reflexion von der abnormalen *E*- zur *F*-Schicht bzw. umgekehrt zeigen sich keine Änderungen der Reflexionshöhen. 2. Es können längere Zeit gleichzeitig an der abnormalen *E*- und *F*-Schicht starke Reflexionen auftreten. 3. An der abnormalen *E*-Schicht wird unter Umständen ein großes Gebiet von Wellenlängen, z. B. 46 bis 220 m, gleichzeitig reflektiert. 4. Im Fall der Totalreflexion muß der Gradient der Elektronenkonzentration an der normalen *E*-Unterseite sehr stark sein. Daraus folgt, daß die maximale Trägerkonzentration der abnormalen *E*-Schicht höher sein kann als die maximale Tageskonzentration der *E*- und auch der *F*-Schicht. 5. Die Annahme scheint gerechtfertigt, daß die Ionisierung der abnormalen *E*-Schicht in horizontaler Richtung ungleich ist. 6. Abnormale *E*-Ionisierung wurde am Tage zu 30 %, nachts zu 27 % der Beobachtungszeit festgestellt. Zwischenreflexionen, die bei abnormaler Ionisierung auftreten, weisen darauf hin,

daß die abnormale *E*-Schicht ganz geringe Dicke und an der Oberfläche einen starken Gradienten der Trägerkonzentration besitzt. 8. Die *F*-Reflexion wird durch abnormale *E*-Ionisierung nicht beeinflusst.

Winckel.

Volker Fritsch. Einige Grundzüge der Funkgeologie. Elektrot. ZS. 57, 857—861, 1936, Nr. 30. Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante des Untergrundes sind bestimmt durch die Beschaffenheit und Löslichkeit der festen Bestandteile, durch die Tektonik, durch die hydrologischen und biologischen Bedingungen. Elektrisch sind drei Zonen zu unterscheiden: die oberste Humusschicht von guter Leitfähigkeit und Homogenität, die Schicht bis zur tiefsten Grundwasserzone, stellenweise sehr gut leitend, und die Schicht unter der tiefsten Grundwasserzone von geringer Leitfähigkeit, aber guter Homogenität. In dieser Unterschiedlichkeit wird der Begriff „erden“ bedeutungslos. Der geologische Leiter ist durch ein Ersatzschema mit Ohmschem Widerstand, Induktivität und Kapazität darzustellen. Durch die Verfahren der Funkmutung können funkphysikalisch ausgeprägte Abweichungen im Aufbau des zu untersuchenden Raumes nachgewiesen werden. Durch geologische Auslegung der Funkmessungen können Lagerstätten bestimmt werden. Für die Funkmutung dient das Kapazitäts- und das Absorptionsverfahren, die beide erläutert werden. Unterirdische Funkverbindungen sind praktisch möglich und können für den Sicherheitsdienst als Grubenfunk Anwendung finden.

Winckel.

H. Rakshit and J. N. Bhar. Some Observations on the C Region of the Ionosphere. Nature 138, 283, 1936, Nr. 3485.

S. K. Mitra. Some Observations on the C Region of the Ionosphere. Nature 138, 283—284, 1936, Nr. 3485. 1. Echos von C_1 (55 km) sind stärker als solche von C_2 und C_3 . C_2 -Echos (25 bis 30 km) sind stärker und häufiger als C_3 -Echos (5 bis 15 km). C_1 -, *E*- und *F*-Echos mittlerer Stärke wurden verschiedentlich gleichzeitig beobachtet. 2. Echoaufzeichnungen am Tage sind schwächer als in der Nacht. Die Intensitäten von C_1 - und C_2 -Echos erschienen nachts oft vergleichbar mit solchen von starken *E*- und *F*-Echos. 3. Am häufigsten erschienen die Echos am Nachmittag, sehr schwach waren sie am Mittag. 4. Kurven zeigen ein Maximum der Ionisation um Mittag und ein Minimum in den Morgenstunden. Abnorme Änderungen sind nachts festzustellen. Dies führt zu der Annahme, daß die Ionisation solaren Ursprungs ist. 5. Die kritische Durchdringungsfrequenz der C_2 - und C_3 -Schichten verlaufen ähnlich wie die der C_1 -Schicht, jedoch fehlen noch genaue Messungen. Prof. Mitra bemerkt hierzu, daß es nicht gerechtfertigt ist, die tägliche Änderung von f^o (Quadrat der Durchdringungsfrequenz) proportional der Änderung der Ionisationsdichte in diesen niederen Regionen zu setzen. Die Kollisionsfrequenz in solchen Schichten ist etwa vergleichbar mit $2 \pi f$.

Winckel.

M. Bontch-Bruewitch. Measurements of electrical state of upper stratosphere in polar regions (Kennelly-Heaviside layer). Techn. Phys. USSR. 1, 272—281, 1934, Nr. 3. Beobachtungen im Polarjahr 1932/33 in Moormansk USSR. Mittels zweier 150 Watt-Röhren und einer 50 Hertz-Kondensatorentladung wurden kurze Impulse von 20 kW Spitzenleistung ausgesandt. Sender und Kathodenstrahlempfänger waren 3 km voneinander entfernt. Aufzeichnungen Juni/August 1933: Untere *F*-Schichtgrenze 220 bis 250 km, bisweilen 300 und sogar 500 km. Untere *E*-Schichtreflexionen allgemein über 100 km, besonders stark um Mitternacht, am Tage oft verschwindend. Starke Reflexionen von Schichten über den unteren Grenzen der normalen Schichten, insbesondere der *F*-Schicht. Ihre Höhe wechselte täglich, aber nicht im Verlauf eines Tages. Es gab Zeiten, wo die Echos verschwanden, manchmal für Minuten, manchmal für

Stunden. Solche Ausfälle gab es nach Störungen auf allen verfügbaren Wellenlängen von 75 bis 150 m. Verf. kommt zu der Annahme, daß noch eine gesonderte Absorptionsschicht oder Region in einer Höhe unter 65 km bestehen muß. *Winckel.*

Ivo Ranzi. Indagini sulle variazioni del campo magnetico terrestre al livello della ionosfera. *Cim. (N. S.)* 13, 197—204, 1936, Nr. 5. Die elektrischen Wellen zeigen bei ihrer Reflexion in der Ionosphäre die Erscheinung der magnetischen Doppelbrechung, die besonders gut bei der Reflexion an der Schicht F_2 zu beobachten ist. Es wird über Beobachtungen berichtet, die einen Zusammenhang zwischen Änderungen der magnetischen Doppelbrechung und gleichzeitigen Änderungen des erdmagnetischen Feldes erkennen lassen. Eine solche Beziehung wird von der Theorie der magneto-ionischen Brechung der elektromagnetischen Wellen vorhergesagt. Die Auswertung der Beobachtungen ergibt für die Veränderungen des magnetischen Feldes in der Ionosphäre Werte, die viel größer sind als die gleichzeitig gemessenen Änderungen des erdmagnetischen Feldes. Dieser Befund stützt die Theorien, die den Ursprung der erdmagnetischen Störungen in die Ionosphäre verlegen. *Schön.*

R. Jouaust. La constitution de l'ionosphère. *Journ. de phys. et le Radium* (7) 7, 289—296, 1936, Nr. 7. Zusammenfassung der Arbeit: Mit Hilfe der Radiowellen war ein Studium der Ionisation der oberen Atmosphäre zwischen 100 und 500 km Höhe möglich. Man nennt dieses Gebiet die Ionosphäre. Es ergab sich, daß die Ionosphäre im wesentlichen drei Zonen enthält. Man kann für jede dieser Zonen den Wert der Elektronendichte bestimmen, die täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt. Das Studium dieser Änderungen führt zu dem Schluß, daß die Ionisation der oberen Atmosphäre zu einem großen Teil durch ultraviolette Strahlung hervorgerufen wird, und daß das Verschwinden der Elektronen auf die Rekombination der positiven Ionen zurückzuführen ist.

Blechschmidt.

W. Heisenberg. Zur Theorie der „Schauer“ in der Höhenstrahlung. *ZS. f. Phys.* 101, 533—540, 1936, Nr. 9/10. Nach der bisherigen Quantenelektrodynamik ist die bei Höhenstrahlen beobachtete Schauerbildung nicht zu erklären, da die Wahrscheinlichkeit, daß in einem einzigen Akt n Paare von Sekundärteilchen gebildet werden, mit α^n abnimmt. Nach der Fermischen Theorie des β -Zerfalls geht in diese Wahrscheinlichkeit jedoch infolge der in dem Wechselwirkungsglied auftretenden universellen Länge auch die Wellenlänge des stoßenden Teilchens ein, so daß die Wahrscheinlichkeit der Schauerbildung für sehr energiereiche Teilchen beträchtlich ist. So kann die Fermische Theorie eine qualitative Erklärung der Schauer geben; für eine quantitative Deutung müßte man allerdings noch eine Änderung des Fermischen Wechselwirkungsansatzes, etwa wie ihn Konopinski und Uhlenbeck erörterten, vornehmen.

Henneberg.

P. M. S. Blackett. The Measurement of the Energy of Cosmic Rays. I. The Electro-Magnet and Cloud Chamber. *Proc. Roy. Soc. London* (A) 154, 564—573, 1936, Nr. 883. Es wird eine im Birkbeck College aufgestellte koinzidenzgesteuerte Anordnung zur genauen Messung der Energie der Höhenstrahlen beschrieben, bestehend aus einer Nebelkammer von 27 cm Durchmesser und einem Elektromagneten, der luftgekühlt ist und infolge der großen Eisenmassen ein Feld von 14 000 Gauß bei nur 25 kW erreichen läßt. *Kolhörster.*

P. M. S. Blackett and R. B. Brode. The Measurement of the Energy of Cosmic Rays. II. The Curvature Measurements and the

Energy Spectrum. Proc. Roy. Soc. London (A) **154**, 573—587, 1936, Nr. 883. Mit der vorstehend beschriebenen Anordnung werden 188 vertikale Höhenstrahlen auf ihre Energie untersucht. Die optischen und die durch die Kammer hervorgerufenen Verzerrungen in den Spuren werden eingehend diskutiert und berücksichtigt. Das Energieverteilungsspektrum ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen früherer Beobachter; positive und negative Spuren treten bis 10^{10} e-V nahezu gleich auf, darüber hinaus erscheinen hauptsächlich positive. Für den Bereich von $2 \cdot 10^9$ bis $2 \cdot 10^{10}$ e-V ist die Verteilung der Summe der positiven und negativen Teilchen etwa darstellbar durch $g(E) \sim 1/E^2$ (E = Energie). Bei höheren Energien nimmt die Zahl der Teilchen wahrscheinlich viel schneller ab.

Kolhörster.

W. H. Pickering. The Geographical Variation of the Cosmic-Ray Showers. Phys. Rev. (2) **49**, 945—946, 1936, Nr. 12. Auf einer Seereise zwischen Kalifornien und Neuseeland über den Pazifischen Ozean wurde der Breiteneffekt für Schauer mit Dreiecksanordnung und für vertikal einfallende Höhenstrahlen mit Dreifachkoinzidenzen gemessen. Die Schauer zeigen 11 % weniger Breiteneffekt, d. h. 6 % gegenüber 17 % bei vertikalen Strahlen, also weniger als mit Ionisationskammern (10 %) gefunden wurde. Wenn dieser geringere Breiteneffekt für Schauer wirklich zutrifft, so wäre daraus zu schließen, daß ein Teil der Schauer in Seehöhe von einfallender Photonenstrahlung herrühren sollte.

Kolhörster.

H. V. Neher and W. W. Harper. A High Speed Geiger-Counter Circuit. Phys. Rev. (2) **49**, 940—943, 1936, Nr. 12. Es wird eine Zählrohrverstärkeranordnung beschrieben, die ein Auflösungsvermögen bis 3000 Hertz besitzt.

Kolhörster.

Erwin Mielnickel und Herbert Osterwisch. Zur Frage der Abhängigkeit des Ionisationsstromes von den Dimensionen geschlossener Kleinkammern. ZS. f. Phys. **101**, 352—371, 1936, Nr. 5/6. Im Rahmen einer systematischen Nachprüfung des Wirkungsmechanismus geschlossener Ionisationskammern werden die für Röntgenstrahlen verschiedener Härte an kleinen Kugeln von „luftäquivalenter“ Wand vorliegenden Messungen auf das γ -Strahlengebiet ausgedehnt. Auch hier ergibt sich eine Abweichung des Ionisationsstromes von der Volumenproportionalität, die sich wenigstens qualitativ durch die Ausnutzungsbedingungen der Primärelektronen und eine sekundäre Wandemission erklären läßt. Diese Abweichung mahnt zur Vorsicht bei der Auswertung von Ionisationsmessungen in der medizinischen Dosimetrie und der Höhenstrahlenforschung.

Erwin Mielnickel.

Arnold Flammersfeld. Ein mechanisches Zählwerk mit großem Auflösungsvermögen. Naturwissensch. **24**, 522—523, 1936, Nr. 33. Wegen des endlichen Auflösungsvermögens der Zählplananordnungen werden von diesen bei Zählungen statistisch verteilter Impulse weniger Teilchen gezählt, als tatsächlich vorhanden sind. Es wird ein mechanisches Zählwerk angegeben mit einem Auflösungsvermögen von 0,005 sec, das auf die sehr leichte Stahlfeder hoher Eigenfrequenz und ein Steigrad mit sehr kleinem Trägheitsmoment zurückzuführen ist. Als Antrieb dient ein kleines Wanduhrwerk. Die Abweichung des empirisch gefundenen Auflösungsvermögens von dem nach der Wahrscheinlichkeitstheoretischen Aussage ($N' = Ne^{-N\tau}$) erhaltenen (0,0035) wird darauf zurückgeführt, daß die der Theorie zugrundeliegende Annahme im Gebiet hoher Teilchenzahlen nicht streng erfüllt ist.

Johannes Juilfs.

W. Messerschmidt. Zum Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße. Phys. ZS. **37**, 557, 1936, Nr. 15. Der Barometereffekt der Höhen-

strahlungsstöße, der 10- bis 20 mal größer als der der Höhenstrahlung in Meereshöhe ist, kann als Absorptionseffekt nicht erklärt werden. Es zeigt sich aber eine Steigerung der Stoßhäufigkeit bei größerem täglichen Niederschlag. Der Einfluß des Wassers wurde direkt nachgewiesen dadurch, daß ein Wasserbehälter über einer Ionisationskammer (24,5 Liter; 26 Atm. Luft) aufgestellt wurde, in dem die Wasserschicht von 0 bis 10 cm verändert wurde. Dabei steigt die Stoßhäufigkeit bis zu 2 cm Wasser an und nimmt dann wieder ab. Eine volle Deutung gelingt nicht; auch die Annahme, daß es sich um Neutronen handelt, die im Wasser gebremst werden, entspricht nicht ganz der Energiebilanz. *Johannes Juilfs.*

Walter Christoph. Über die Koinzidenzunschärfe bei Zählrohren. Phys. ZS. 37, 558—559, 1936, Nr. 15. Die Zeit, in welcher man die Entladungen zweier gleichzeitig ionisierter Zählrohre beobachten kann, die Koinzidenzunschärfe, begrenzt das bei Koinzidenzverstärkern erreichbare Auflösungsvermögen. Mit einer photographischen Registrierung der Ablenkungen des Elektronenstrahles in einer Braunschen Röhre durch zwei Ablenkplattenpaare wurde die zeitliche Verschiebung zwischen den einzelnen Entladungen in den Zählrohren für Wasserstoff und Sauerstoff untersucht. Bei Füllung der Zählrohre mit Wasserstoff wurde eine Koinzidenzunschärfe von $< 10^{-6}$ sec, mit Sauerstoff eine solche von $< 10^{-4}$ sec gefunden. *Johannes Juilfs.*

L. H. Rumbaugh and G. L. Locher. Search for Nuclear Cosmic-Ray Particles in the Stratosphere, Using Photographic Emulsions. Phys. Rev. (2) 49, 889, 1936, Nr. 11. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Freiballon (Explorer II) wurde versucht, auf besonders bearbeiteten photographischen Platten Bahnsuren energiereicher Teilchen zu registrieren. Es wird vermutet, daß die erhaltenen kurzen α -Bahnen lediglich von radioaktiven Verunreinigungen der Platten bzw. der Schicht selbst herrühren. Energiereiche α -Teilchen (R. T. Wilkins and St. Helens) und Protonen tragen demnach zur Gesamtionisierung durch Höhenstrahlung in der vom Ballon erreichten Höhe nur unwesentlich bei. *Johannes Juilfs.*

Robert A. Millikan and H. Victor Neher. A Precision World Survey of Sea-Level Cosmic-Ray Intensities. Phys. Rev. (2) 50, 15—24, 1936, Nr. 1. Mit empfindlichen registrierenden Elektrometern wurde auf zwölf verschiedenen Reisen in allen Erdteilen und Meeren die Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung in Seehöhe gemessen, so daß es möglich ist, die Verteilung auf der Erde durch Linien gleicher Intensität anzugeben. Dabei zeigt sich, daß von Norden bzw. Süden her bis zum 41. geomagnetischen Breitengrad keine Intensitätsänderung in Seehöhe auftritt, dann in geringeren Breiten die Intensität bis zu 88 % des über 41° gefundenen Wertes absinkt. Eine Skizze über die Intensitätsverteilung zeigt den ungefähren Verlauf der Linien gleicher Ionisierungsstärke. *Johannes Juilfs.*

J. H. Sawyer. The Absorption of Shower-Producing Cosmic Rays. Phys. Rev. (2) 50, 25—26, 1936, Nr. 1. Die in einer dünnen Bleiplatte erzeugten Schauer werden durch eine Dreifachkoinzidenzanordnung gezählt. Um die aus der über der ganzen Anordnung liegenden Platte (Blei, Eisen, Aluminium und Wasser) ausgelösten Sekundärstrahlen auszuschalten, wurde zwischen den Absorber und die Zählrohre ein genügend großer Aluminiumblock gebracht. Die gefundenen Absorptionskoeffizienten für die schauererzeugenden Höhenstrahlen sind:

Wasser . . .	0,0183 cm ⁻¹	Eisen	0,137 cm ⁻¹
Aluminium .	0,05	Blei	0,197

Die Dichteproportionalität ist also auch hier gewahrt.

Johannes Juilfs.

W. Ehrenberg. The Connexion Between Cosmic Ray Showers and Bursts. Proc. Roy. Soc. London (A) 155, 532—545, 1936, Nr. 886. Über einer Ionisationskammer ist eine 3 mm starke Bleiplatte angebracht, in der Höhenstrahlenschauer ausgelöst werden, die gegebenenfalls eine Dreifachkoinzidenzanordnung von Geiger-Müller-Zählern zum Ansprechen bringen. Weitaus der größere Teil der Schauer bestand aus mehr Teilchen als zum Ansprechen der Dreifachkoinzidenzapparatur notwendig gewesen wären. Verf. schließt aus den Experimenten, daß starke Ionisationsstöße nichts weiter als die gemessene Ionisierung durch die Schauer sind.

Johannes Juilfs.

D. H. Follett and J. D. Crawshaw. Cosmic Ray Measurements under Thirty Metres of Clay. Proc. Roy. Soc. London (A) 155, 546—558, 1936, Nr. 886. Versuche im Londoner Untergrundbahntunnel zeigen, daß die schauererzeugende Höhenstrahlung 30 m Tonschicht zu durchdringen imstande ist, und daß das Verhältnis Anzahl der Schauer/Vertikalintensität unter diesen Verhältnissen nicht wesentlich verschieden von dem Wert in Seehöhe ist. Es wird daraus geschlossen, daß ein beträchtlicher Teil der die Tonschicht durchdringenden Strahlung aus Elektronen und Positronen besteht. Die Tatsache, daß die Strahlungsintensität sich im umgekehrten Sinne wie der Winkel Zenith-Weg der Strahlen ändert, steht im Einklang mit der völlig gleich gefundenen Richtungsverteilung unter 30 m Tonschicht und in Seehöhe.

Johannes Juilfs.

K. Lüders. Großrücken mit Schilfbedeckung in der Flachsee. Ann. d. Hydrogr. 64, 335—342, 1936, Nr. 8.

Dede.

Willy Rudloff. Golfstromzyklonen. Eine synoptisch-dynamische Untersuchung über die Entstehung nordatlantischer Sturmzyklonen, in ausgewählten Beispielen. Ann. d. Hydrogr. 64, 185—198, 1936, Nr. 5. Es ist versucht worden, einige Aussagen über die Zyklonenentstehung zu machen. Nach einer kurzen Übersicht über bisherige Arbeiten wird in einem zweiten Teil die Zyklonentätigkeit auf dem Nordatlantik behandelt. Neben drei Sturmtiefs, die sich auf Tiefs der Davisstraße entwickelten, und zwei von Labrador, fanden sich zehn Sturmtiefs (Zyklonen vom 1. November bis 15. Dezember 1930), die mit dem Machtbereich des Golfstromes zusammenhängen. Ihre Entstehung wird eingehend untersucht. Verf. hält für die Entstehung winterlicher nordatlantischer Sturmzyklonen verantwortlich: 1. den Vorstoß eines hohen Drucksteiggebietes und dadurch erfolgende Kaltluftaktivierung über die warme Meeresluft und 2. eine Vertiefung der entstandenen Golfstromzyklone durch ein hohes Druckfallgebiet.

H. Ebert.

R. Seherhag. Bemerkungen zur Entstehung der Golfstromzyklonen. Ann. d. Hydrogr. 64, 256—259, 1936, Nr. 6. W. Rudloff hat (siehe vorstehendes Ref.) die Entstehung der Golfstromzyklonen mit der Feuchtlabilität gedeutet. Demgegenüber weist Verf. auf die Unzulänglichkeit einer solchen Beweisführung hin. Es wird betont, daß gerade die Golfstromzyklonen auf Grund der horizontalen Temperaturgegensätze ohne Schwierigkeit erklärt werden können.

H. Ebert.

E. Kuhlbrodt. Kritik der Lufttemperatur-Bestimmung auf See; Größe der Temperaturdifferenz Luft—Wasser auf dem Atlantischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. 64, 259—264, 1936, Nr. 6. Aus Beobachtungen, die auf dem Forschungsschiff „Meteor“ während der Deutschen Atlantischen Expedition 1925/27 in verschiedenen Breitenzonen durchgeführt wurden, wird gefolgert, daß für die niederen Breiten des Atlantischen Ozeans die

bisher berechneten Mittelwerte der Lufttemperatur als im Durchschnitt um etwa $\frac{1}{2}^{\circ}$ zu hoch anzusehen sind. Demgemäß sind die bisherigen Werte der Temperaturdifferenz Luft—Wasser zu ändern. Für die Zukunft wird zur Vermeidung des Fehlers der Gebrauch eines Schleuderthermometers (siehe diese Ber. S. 1097) empfohlen.

H. Ebert.

Håkon Mosby. Verdunstung und Strahlung auf dem Meere. Ann. d. Hydrogr. **64**, 281—286, 1936, Nr. 7. Mit Hilfe von Beobachtungstatsachen ist eine vorläufige Grundlage einer empirischen Strahlungsformel gewonnen. Demgemäß errechnet Verf. die mittlere Verdunstungshöhe des Weltmeeres zu etwa 100 cm im Jahr.

H. Ebert.

Max Auerbach. Bemerkungen über die Hydrographie und Hydrobiologie des Bodensees. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **42**, 197—205, 1936, Nr. 6.

Dede.

S. F. Grace. Friction in the tidal currents of the Bristol channel. Month. Not. Geophys. Suppl. **3**, 388—395, 1936, Nr. 9. Die Arbeit schließt sich an die G. I. Taylors über die Gezeitenreibung in der Irischen See an, der die Reibung je Flächeneinheit $= k \rho V^2$ setzte (ρ = Dichte, V = Geschwindigkeit) und $k = 0,0024$ annahm, und an eine Bearbeitung der Reibung in der Irischen See und im Bristol-Kanal von Defant. Aus dem an Land beobachteten Gezeitenhub wird auf Grund der Kontinuitätsgleichung die Geschwindigkeit ermittelt und sodann mittels der Coriolisbeschleunigung ein verbesserter Wert des mittleren Hubs für die ganze Kanalbreite gewonnen. Die dynamische Gleichung liefert alsdann die Reibung als Differenz zwischen der Beschleunigung durch das Spiegelgefälle und der tatsächlichen Geschwindigkeitsänderung in der Sekunde. Für k ergibt sich nicht die erwartete Abhängigkeit von der Wassertiefe, sondern die Werte streuen unregelmäßig zwischen 0,0041 und 0,0014; doch stimmt der Mittelwert 0,0026 zu den Annahmen von Taylor und Defant.

H. Thorade.

Koji Hidaka. Contributions to the Theory of Stationary Drift Currents in the Ocean. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **6**, 105—136, 1936, Nr. 2. In seiner bekannten Theorie der Triftströme fand V. W. Ekman unter der vereinfachenden Annahme eines konstanten Koeffizienten der Scheinreibung und der Erhaltung der Bewegungsgröße eine Ablenkung des Oberflächenstromes um $\vartheta = 45^{\circ}$ vom Winde, und für den Fall eines zur Scherung proportionalen Reibungskoeffizienten K [$= K_0 \cdot \sqrt{(du/dz)^2 + (dv/dz)^2}$, wo u, v die Geschwindigkeitskomponenten sind und die z -Achse senkrecht nach unten zeigt] eine Ablenkung von 49° . Hidaka erweitert den Ansatz auf $K = K_0 \cdot [(du/dz)^2 + (dv/dz)^2]^{1/2}$ und findet unter Benutzung der G. I. Taylorschen Annahme der Erhaltung der Wirbelgröße anstatt der Bewegungsgröße den Winkel stets größer als 45° ($\tan \vartheta = m + 1$). Setzt man aber $K = K_{\infty} \cdot [1 + \sigma (V/V_0)^2]$, wo V die Geschwindigkeit in der Tiefe, V_0 die an der Oberfläche bedeutet und K_{∞} und σ Konstanten sind, so ergibt eine langwierige numerische Integration, daß der Ablenkungswinkel stets kleiner als 45° ist, und zwar um so mehr, je größer σ ist. In beiden Fällen nimmt K nach unten hin ab, ohne daß eine klare Beziehung zwischen der Art der Abnahme und dem Winkel ϑ bestände.

H. Thorade.

Koji Hidaka. Application of Ritz's Variation Method to the Determination of Seiches in a Lake. Mem. Imp. Marine Obs. Japan **6**, 159—174, 1936, Nr. 2. Die Chrystalsche Gleichung $\sigma(r) \cdot u'' + (4\pi^2/T^2 g) \cdot u = 0$ für die Seiches eines Sees mit der Normalkurve $\sigma(r)$ wird dimensionslos gemacht

durch Einführung von $z = v/a$, wo a die Fläche des Sees bedeutet, und $\sigma(z) = h \cdot \gamma(z)$. Mit $\lambda = 4 \pi^2 a^2 / T^2 g h$ hat man das Integral

$$I(u) = \int_0^1 [u'^2 - \lambda u^2 / \gamma(z)] dz$$

zu einem Extremum zu machen, was nach Ritz durch einen Ansatz $u = \sum A_i (1 - z/z^{i+1})$ geschieht. Die Bestimmung der A_i erfordert das Verschwinden einer Determinante

von zwei bis drei Gliedern, wobei das Integral $\int_0^1 [z^{n+2} (1 - z)^2 / \gamma(z)] dz$ numerisch

auszuwerten ist für $n = 1, 2, 3, 4$. — Die so gefundenen Eigenwerte λ liefern Perioden, welche für den Loch Earn und Loch Treig in Schottland sowie für den Yamanaka-See in Japan gut zu den beobachteten stimmen. H. Thorade.

H. Solberg. Über die freien Schwingungen einer homogenen Flüssigkeitsschicht auf der rotierenden Erde. I. Astrophys. Norvegica 1, 237—340, 1936, Nr. 7. Nach einer geschichtlichen Darstellung über die Erklärungsversuche der Gezeitschwingungen bringt der Verf. eine neue vollständigere Theorie. Als einzige äußere Kraft wird hierbei die Schwerkraft berücksichtigt, jedoch ohne ihre säkularen Änderungen. Es werden die vollständigen Bewegungsgleichungen für die Schwingungen einer homogenen Wasserschicht auf der rotierenden Erde nach der dynamischen Methode aufgestellt. Für Perioden, die kleiner als 12 Sternstunden sind, ist die durch exakte Integration gefundene Periodengleichung einfach zu lösen. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich zunächst auf diesen Fall. Die Berechnung für größere Perioden ist einer späteren Arbeit vorbehalten. Johannes Kluge.

C. L. Utterback and Wilhelm Jorgensen. Scattering of Daylight in the Sea. Journ. Opt. Soc. Amer. 26, 257—259, 1936, Nr. 6. Mit einer wasserdicht abgeschlossenen und an einem Kabel versenkbaren Photozelle wurde unter Verwendung von drei Filtern im San Juan Archipelago in verschiedenen Tiefen die Intensität der in das Meerwasser eindringenden Sonnenstrahlung und der Streustrahlung von unten her im blauen (4800 Å), grünen (5300 Å) und roten (6000 Å) Spektralbereich gemessen. Die Ergebnisse zeigt, ausgedrückt in Prozenten der Strahlung in 15 cm Tiefe, die folgende Zusammenstellung:

Tiefe in m:	0,15	5	10	15	20	25	30
Einstrahlung							
Blau	100	38	14	5,4	2,0	0,76	—
Grün	100	41	16	6,6	2,7	1,1	0,44
Rot	100	9,6	1,3	0,22	0,047	0,013	0,0039
Streustrahlung von unten							
Blau	100	41	18	6,5	2,4	0,82	0,26
Grün	100	49	26	10	4,2	1,7	0,67
Rot	100	26	6,8	1,8	0,47	—	—

Die relativen Intensitäten der Einstrahlung in 15 cm Tiefe betrugen im Blau 18 500, im Grün 72 100 und im Rot 156 000, die der Streustrahlung von unten im Blau 351, im Grün 713 und im Rot 347. Das Verhältnis der zurückgestrahlten zur durchgelassenen Strahlung beträgt an der Oberfläche im Blau 0,02 und im Grün 0,01 und nimmt nur wenig mit der Tiefe zu; im Rot ist dieses Verhältnis an der Oberfläche 0,002 und nimmt aber bis in 20 m Tiefe auf 0,02 zu. F. Steinhauser.

P. K. Raman. The measurement of the transmission of heat by convection from insulated ground to the atmosphere. Proc.

Indian Acad. 3, 98—106, 1936, Nr. 2. In tropischen und subtropischen Gegenden ist an klaren Tagen der Erdboden während mehr als sechs Stunden um über 15°C wärmer als die Luft in 1,22 m Höhe über dem Boden, zur Zeit höchster Bodentemperatur sogar um 25 bis 35°C . Der Verf. hat im Winter 1935 bei Poona Messungen über die hierdurch bedingte Konvektion angestellt, indem er in einem isoliert auf die Erde gelegten Konstantanband elektrisch soviel Wärme erzeugte, daß die Temperaturen des Bandes und der Erde gleich waren und daher diese Wärme gleich der ohne Belag vom Boden abgegebenen war. Unter Berücksichtigung des besonders gemessenen Strahlungsaustausches zwischen der Heizfläche und der Sonne, sowie dem Himmel erhielt der Verf. Werte für die konvektiv abgegebene Wärme, die für horizontale Luftgeschwindigkeiten von 0 bis 5 m/sec den nach einer empirischen Formel von Jürges für rauhe Flächen berechneten Werten annähernd entsprachen. Die von Februar bis Mai je cm^2 und Tag konvektiv abgegebene Wärme lag zwischen 175 und 340 cal, im Mittel bei etwa 250 cal. Unter Annahme, daß diese Wärme sich auf eine 3 km dicke Luftschicht der Atmosphäre verteilt, berechnet der Verf. eine Erwärmung dieser Schicht um $3,4^{\circ}\text{C}$, die sich freilich durch die Tag und Nacht wirksame Rückstrahlung etwas verringert.

Max Jakob.

Richard Becker. Über den jährlichen Temperaturgang auf dem Atlantischen Ozean. Ann. d. Hydrogr. 64, 198—203, 1936, Nr. 5. Der Inhalt der Arbeit ist zusammengefaßt: Für 28 ausgewählte Punkte des Atlantischen Ozeans werden Tabellen der Monatsmittel der Lufttemperatur und der Differenz Luftminus Wassertemperatur entworfen. Einige dieser Jahresreihen der Monatsmittel werden graphisch dargestellt, bei einem Teil geschieht dies auch unter Verwendung von Polarkoordinaten. Weiterhin werden unter Anlehnung an die Hauptschiffahrtswege Isoplethen entworfen, welche die Veränderungen des Jahresganges der Lufttemperatur von Ort zu Ort zur Anschauung bringen. Aus den Differenzen zwischen Luft- und Wassertemperatur ergeben sich für den Wärmehaushalt interessante Schlüsse, die aber schon durch kleine systematische Fehler der Lufttemperaturmessungen wesentlich beeinträchtigt werden könnten.

H. Ebert.

Kurt Wegener. Zur Verdunstung. Ann. d. Hydrogr. 64, 204—206, 1936, Nr. 5. Verf. meint, daß die Wärmemengen, die bei Verdunstung und Kondensation umgesetzt werden, durch langsame Wärmeleitung, weniger wohl durch Strahlung, bewegt werden müssen, und der Prozeß so zu einer Zeitfunktion wird. Extremwerte der Verdunstung werden mit einem Wasserbarometer demonstriert. Ferner wird ein Verfahren zur Messung des Dampfdruckdefizits beschrieben.

H. Ebert.

P. Perlewitz. Die Klimastockwerke in der Atmosphäre. Ann. d. Hydrogr. 64, 206—209, 1936, Nr. 5. Es werden bis zu einer Höhe von 12 km über dem Erdboden elf bioklimatische Stockwerke in der Atmosphäre unterschieden. Jedes weist charakteristische, meteorologische und bioklimatische Eigenheiten auf. Die Grenzen zwischen den einzelnen Stockwerken schwanken etwas, je nach der Jahreszeit, Tageszeit und dem Bodenklima.

H. Ebert.

W. Immler. Abtrift und Luvwinkel. Ann. d. Hydrogr. 64, 209—213, 1936, Nr. 5. Es werden die Beziehungen erläutert, die zwischen Luvwinkel und Abtrift im Winddreieck bestehen; ferner wird davor gewarnt, die beiden Werte einander gleichzusetzen.

H. Ebert.

R. Scherhag. Synoptische Untersuchung der täglichen Luftdruckschwankung über Mitteleuropa. Ann. d. Hydrogr. 64, 291—294, 1936, Nr. 7. Es wird die mittlere Luftdruckänderung über Zentraleuropa von 8 bis 19 Uhr während einer sommerlichen Schönwetterperiode auf Grund der im

„Täglichen Wetterbericht“ enthaltenen Luftdruckangaben synoptisch dargestellt und nachgewiesen, daß die einfache tägliche Barometerschwankung nicht nur an der Küste zur Ausbildung des Seewindes Anlaß gibt, sondern bis weit in das deutsche Binnenland hinein eine periodische Schwankung des Druckgefälles herbeiführt. Diese ist von solcher Größenordnung, daß sie wesentlich zu dem unterschiedlichen täglichen Wetterablauf auf See und im Binnenland beiträgt. Die Lage des Zentrums der Druckschwankung scheint von der Wetterlage abhängig zu sein. Man kann schließen, daß eine tägliche Druckabnahme von 3 mb über Zentraleuropa von 8 bis 19 Uhr während einer sommerlichen Hitzeperiode durchaus normal ist und noch kein Symptom für eine Umgestaltung der Wetterlage darstellt. *H. Ebert.*

H. von Ficker. Bemerkung über den Wärmeumsatz innerhalb der Passatzirkulation. Berl. Ber. 1936, S. 103—114, Nr. 6/12. Nach Behandlung der Topographie der sogenannten Passatinversion, der Grenzfläche zwischen der kalten Grund- und der warmen Oberströmung des Passates, wird auf Grund des dargelegten Aufbaues für eine Luftmasse, die den ganzen Passatkreislauf unter stationären Verhältnissen passiert, Abgabe und Zufuhr von Wärme berechnet. *H. Ebert.*

Wilhelm Schmidt. Vertikalbewegungen in Wolken, abgeleitet aus kinematographischen Aufnahmen. Wiener Anz. 1936, S. 94—96, Nr. 11. Mit einem Stereokomparator werden selbst bei etwas unbestimmteren Umrissen und Formen Vertikalbewegungen in Wolken ausgemessen. Als günstigste Abstände haben sich solche von 10 sec erwiesen. Ein eigentlicher oszillierender Vorgang, etwa derart, daß sich das Aufsteigen in bestimmten Zwischenräumen wiederholte, konnte nicht gefunden werden. Das Aufsteigen selbst stellt meistens einen gewaltigen Durchbruch dar. *H. Ebert.*

J. Bjerknes und C. L. Godske. On the Theory of Cyclone Formation at Extra-Tropical Fronts. Astrophys. Norvegica 1, 199—235, 1936, Nr. 6. *H. Ebert.*

K. R. Ramanathan. Soundings of temperature and humidity in the field of a tropical cyclone and a discussion of its structure. Mem. India Meteorol. 26, 79—92, 1936, Nr. 5. Am 17. November 1933 sind gelegentlich eines Sturmes über der Bucht von Bengal und einer dadurch entstandenen Zyklone Pilotballons aufgelassen. Die mit den Registrierapparaten erhaltenen Werte der Temperatur und Feuchtigkeit werden im ersten Teil der Arbeit ausführlich mitgeteilt. Dem Sturm voran ging ein Anwachsen der Dicke der unteren Feuchtigkeitsschicht, wie sie in der Jahreszeit über der Bucht üblich ist, d. h. es strömte in die obere Atmosphäre warme feuchte Luft ein. Im zweiten Teil der Arbeit werden die Charakteristiken einer Tropenzyklone besprochen und die Fragen nach der Ausdehnung und der Energiequelle behandelt. Als Teilergebnis, das durch weitere Beobachtungen ergänzt werden muß, wird bekanntgegeben, daß der zentrale Wirbel einer tropischen Zyklone bedingt ist durch Konzentration von warmer Luft in oberen Schichten, verbunden mit einer tropischen, aufwärtsgleitenden Front; heftiger Regenfall bedingt schnelles Ansteigen der Temperatur auf begrenztem Raum. Sturm um diese Zyklone verhindert ein Ausbreiten der im Inneren vorhandenen warmen Luft. *H. Ebert.*

A. H. R. Goldie. Ascent of Air in Cyclones. Nature 138, 166—167, 1936, Nr. 3482. Es wird gezeigt, daß bei einer Anzahl von Depressionen eine äußere Zone vorhanden ist, in der die mittlere Luftgeschwindigkeit sich umgekehrt proportional mit dem Abstand vom Isobarenzentrum ändert und in einer inneren Zone direkt mit diesem Abstand. In einem zentralen Teil ergibt sich ein Aufsteigen der Luft, die sich abkühlt. *H. Ebert.*

Henryk Arctowski. Sur les transports de masses atmosphériques durant le mois de Janvier 1901. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 136—159, 1936, Nr. 100.

H. Arctowski et J. Teśla. Etude des transports de masses atmosphériques survenus au cours du mois de mars 1931. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 160—189, 1936, Nr. 101. *Dede.*

Adam Kochański et Wacław Wiszniewski. Sur les courants verticaux dans les portions supérieurs de la troposphère et dans la stratosphère. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 257—276, 1936, Nr. 104. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) Unter Benutzung der in Leipzig und Dresden gewonnenen Beobachtungswerte mittels Pilotballons in den Jahren 1926 bis 1929 wird die Frage der auf- und absteigenden Strömungen behandelt. Die stärkste Instabilität wird zwischen 5 und 10 km gefunden. Bis zu 15 km Höhe können neun Schichten mit wechselndem Verhalten — übereinandergeschichtet — unterschieden werden. *H. Ebert.*

Adam Kochanski. Etudes sur les courants thermiques lors des Cumulus. Comm. Inst. Géophys. Lwów 8, 311—427, 1936, Nr. 109. (Polnisch mit französischer Zusammenfassung.) *Dede.*

S. Chapman. The Lunar Atmospheric Tide at Glasgow. Proc. Edinburgh 56, 1—5, 1936, Nr. 1. Bezugnehmend auf Arbeiten von Bartels (s. diese Ber. 9, 1263, 1928) sowie von Robb und Tannahill (diese Ber. S. 151) wird darauf hingewiesen, daß die Deutung der Unregelmäßigkeiten der Barometerstände in Glasgow als lediglich durch den Mond bedingt nicht zutreffen kann. Es zeigt sich, daß in Glasgow die Mond-Atmosphärengezeiten anormal klein sind gegenüber der geographischen Breite dieses Ortes. Die Phase selbst scheint normal. *H. Ebert.*

Bruno Schulz. Die hydrographische Lage im Kattegat im August 1931. Ann. d. Hydrogr. 64, 234—242, 1936, Nr. 6.

H. Thorade. Strombeobachtungen am Nordausgange des Kattegats. Ann. d. Hydrogr. 64, 243—253, 1936, Nr. 6.

F. Reuter. Die halbjährige Luftzirkulation in Beziehung zu den Schwankungen der ozeanischen Zirkulation und des Eisvorkommens bei Island und Neufundland. Ann. d. Hydrogr. 64, 286—291, 1936, Nr. 7. *Dede.*

Martin Rodewald. Die Entstehungsbedingungen der tropischen Orkane. Meteorol. ZS. 53, 197—211, 1936, Nr. 6. Als Ausgangspunkt für die Entstehung von tropischen Orkanen ist nach dem Verf. ein „Dreimasseneck“ anzusehen, in dem die Fronten zwischen je zwei von drei thermisch verschiedenen Luftmassen zusammentreffen: echte Tropikluft als wärmste, Übergangsluft (durch Altern erwärmte Polarluft) als kältere und echte Polarluft als kälteste. Das Druck- und Strömungsfeld in der oberen Troposphärenhälfte, das sich aus dem Bodendruckfeld durch Berücksichtigung der Überlagerung des Feldes der virtuellen Mitteltemperaturen ergibt, weist über einer gleichförmigen unteren Ostströmung im Gebiet des Dreimassenecks eine Divergenzstelle auf. Nach dem Scherhag'schen Divergenzprinzip resultiert daraus in diesem Gebiet ein Luftdruckfall, der zur Zyklonenbildung führt. Die zum Dreimasseneck gelangende kälteste Luft kommt im allgemeinen von der orkanfremden Halbkugel. Je kälter sie im Vergleich zur passatischen Polarluft der Orkanhalbkugel ist, um so länger verfolgt die entstandene Zyklone eine Zugbahn in westlicher Richtung. Da gleiche Luftdruckgradienten in

niedereren Breiten einen um vielfaches stärkeren Wind zur Folge haben als in höheren Breiten, ergibt sich, daß in niederen Breiten eine bedeutend schwächere Frontalzone denselben Höhenwind erzeugt, wie eine starke Frontalzone in höheren Breiten (eine Frontalzone mit 4° Temperaturdifferenz bedeutet in 9° Breite kinetisch dasselbe wie 20° Temperaturdifferenz in 53° Breite). Der Umstand, daß in den niederen Breiten die ablenkende Kraft der Erdrotation gering ist, wirkt auch im Sinne einer Verstärkung der echten Strömungsdivergenz und des Druckfeldes. Die Zubringerdienste der subtropischen Hochdruckzellen, die Eignung der hochtroposphärischen „Passatfronten“ als Durchbruchstellen hochreichender Polarluft und die geographische Zuordnung der Orkanherde zu den Hochdruckzellen und Passatfronten wird besprochen. Es gibt auch „unechte“ tropische Orkane, die ohne Beteiligung von Kaltluft der anderen Hemisphäre zustandekommen, aber auch von einem Dreimasseneck ihren Ausgang nehmen. *F. Steinhäuser.*

Franz Baur. Die Bedeutung der Stratosphäre für die Großwetterlage. Meteorol. ZS. 53, 237—247, 1936, Nr. 7. Gegenüber der norwegischen und der mitteleuropäischen Auffassung von der Zyklogenese, die sich darin unterscheiden, daß die erstere den Ausgangspunkt der Störungen an der Polarfront, die zweite diesen aber in den höheren Luftschichten sucht, während beide eine gegenseitige Koppelung und Beeinflussung der Tropopausen- und Polarfrontwellen zugeben, weist der Verf. auf die dritte Möglichkeit hin, daß sowohl in der unteren Stratosphäre als auch an der Polarfrontfläche Störungen entstehen können. Daß diese Störungen zur Entstehung von Zyklonen führen, hat seine Ursache nicht im Niveau, in dem sie auftreten, sondern in der Konstitution der Lufthülle, die die Großwetterlage als einen während mehrerer aufeinanderfolgender Tage gleichbleibenden Grundzustand der Atmosphäre durch das mittlere Druckgefälle in der unteren Stratosphäre, das mittlere troposphärische Temperaturgefälle, die Grundströmung und die Steuerung kennzeichnet. Für das Zustandekommen der geschlossenen Isobarenformen mit ungleichmäßiger Temperaturverteilung ist wesentlich, daß die Troposphäre ein dem Druckgefälle in der unteren Stratosphäre ungefähr entgegengerichtetes horizontales Massengefälle hat; für ihre Fortpflanzungsrichtung ist die Richtung der Grundströmung und die Richtung des troposphärischen Temperaturgefälles wesentlich. Das Druckgefälle in der unteren Stratosphäre und das Temperaturgefälle im größten Teil der Troposphäre sind fast immer gleichgerichtet. Die Grundströmung hängt aufs engste mit dem Druckgefälle in der unteren Stratosphäre zusammen. Die Bewegung der 24stündigen Fall- und Steiggebiete verläuft in gleicher Richtung wie die Grundströmung, das ist senkrecht zum oberen Druckgefälle; sie wird von diesem gesteuert. An mehreren Beispielen werden diese Zusammenhänge erwiesen. Im allgemeinen kann für die Druckverteilung in der Stratosphäre diejenige im Niveau 5000 Berk zum Vergleich genommen werden. Es gibt aber Fälle, wo bei geringen Druckgradienten in der Stratosphäre diese sich nicht soweit in die Troposphäre hinein durchsetzen; es entspricht dann dem stratosphärischen Druckgefälle eine andere Grundströmung. Den zwei verschiedenen gerichteten Grundströmungen entsprechen auch zwei Steuerungen (Doppelsteuerung). Es ist dann anzunehmen, daß sowohl an der troposphärischen Unstetigkeitsfläche wie auch an der Tropopause Wellen entstehen. Die Erklärung des Auf- und Abbaues der selbständigen stratosphärischen Druckgebilde ist in einer Verknüpfung von Strahlungstheorie und Dynamik zu suchen. *F. Steinhäuser.*

P. Raethjen. Zeitliche Änderungen der Horizontalwindstärke und Abweichungen vom barischen Windgesetz. Meteorol. ZS. 53.

247—251, 1936, Nr. 7. Die kinetische Energie der horizontalen Windkomponenten bestimmt sich nur aus den von den Luftteilchen durchlaufenen horizontalen Druckunterschieden. Die Energieumsetzungen, die aus vertikalen Umlagerungen resultieren, nehmen stets den Umweg über die Druckenergie des horizontalen Druckfeldes. Da die horizontalen Windkomponenten nur gegen das horizontale Druckfeld Arbeit leisten können, muß jede Vermehrung oder Verringerung der individuellen Windstärke mit einer entsprechenden Abweichung vom barischen Windgesetz verbunden sein. Diese läßt sich für die Höhenwinde berechnen aus $\log q_2/q_1 = 2 \omega \sin \varphi \cdot \operatorname{tg} \chi (t_2 - t_1)$, wo q_1 und q_2 die absoluten Beträge der horizontalen Windgeschwindigkeiten zur Zeit t_1 und t_2 sind und χ den Winkel bedeutet, unter dem die Strömung vom Gradientwind abweicht, wenn eine arbeitsleistende Beschleunigung auftritt. Wenn eine bestimmte Winkelabweichung χ beobachtet wird, dann läßt sich aus der Gleichung die Windgeschwindigkeit nach der Zeit $t_2 - t_1$ voraussagen, vorausgesetzt, daß χ konstant bleibt. Zur Bestimmung der Abweichung des Bodenwindes vom barischen Windgesetz ist noch der Winkel χ_0 zu berücksichtigen, unter dem der unbeschleunigte Bodenwind zufolge der Bodenreibung vom Gradientwind abweicht.

F. Steinhauser.

K.-H. Klose. Das „Moazagotl“ des Riesengebirges. Meteorol. ZS. 53, 268—269, 1936, Nr. 7. Das Moazagotl ist eine Wolkenbildung, die sich im Hirschbergertal bei Föhnlage im Riesengebirge bildet. Ihre Entstehung wird damit erklärt, daß die über den Kamm des Riesengebirges aufsteigende Luft im Lee zum Teil nicht sofort in das Tal absinkt, sondern weitersteigt und durch Zusammentreffen mit den oberen absteigenden Luftmassen in ungefähr 2000 m Höhe Kondensation bewirkt. Gleichzeitig wird in tieferen Lagen des Tales durch Unterdruck ein Leewirbel erzeugt.

F. Steinhauser.

S. Siegel. Messungen des nächtlichen thermischen Gefüges in der bodennahen Luftschicht. Gerlands Beitr. z. Geophys. 47, 369—399, 1936, Nr. 4. Zur Untersuchung der nächtlichen thermischen Verhältnisse der bodennahen Luftschicht wurden 17 in Höhen von 3 bis 400 cm an einem Mast angebrachte und mit Strahlungsschutz versehene Thermoelemente und 6 in Tiefen von 2 bis 60 cm in den Boden in Messingrohren versenkte Thermoelemente verwendet. Die Temperaturaufzeichnungen erfolgten photographisch. Ein in 225 cm Höhe am Mast angebrachtes Schalenkreuzanemometer registrierte gleichzeitig die Windgeschwindigkeit. Die Messungen wurden im allgemeinen in halbstündigen Intervallen auf einem völlig ebenen mit Gras bewachsenen Versuchsfeld bei Hamburg in 14 klaren Nächten vorgenommen. Auf Grund der Beobachtungsergebnisse werden fünf Typen der nächtlichen vertikalen Temperaturverteilung in Bodennähe aufgestellt: 1. Abendwindtypus mit rascher Temperaturzunahme vom Boden bis 30 cm Höhe (im Mittel um 3°) und darüber nahezu Isothermie. 2. Weitere Windabnahme bei Nacht führt zum Typus fortschreitend wachsender Kaltluft mit linearem Temperaturgefälle von ungefähr $2.2^\circ/\text{m}$ bis 150 cm Höhe und darüber Isothermie. 3. Längere Dauer der Lufruhe führt zum Typus des nächtlichen sekundären Minimums (in 1 bis 2 m Höhe). 4. Stärkerer Wind bildet den nächtlichen Austauschtypus aus mit geringer Inversion von 0.5 bis 0.8° in den untersten 30 cm und stetiger Temperaturverteilung darüber. 5. Wiesennebeltypus, der in der Höhe des Bodennebels (in 1 bis 2 m Höhe) eine von Kondensation herrührende Erwärmung zeigt. Auf Grund einzelner Meßreihen werden die Mischung durch Wind, die Entmischung unter Mitwirkung des Staubgehalts der Luft, die austauschhemmende Wirkung der Inversion und die Beziehung zwischen Windstärke und Inversionsgröße besprochen.

F. Steinhauser.

Sverre Petterssen. Contribution to the theory of frontogenesis. Geofys. Publ. Oslo 11, Nr. 6, 1936, 27 S. Der Verf. spricht von Frontogenese, wenn sich die Äuiskalarkurven α so verlagern, daß längs einer Linie im Skalarfeld eine Diskontinuität erzeugt wird. Drückt $F = \delta |\nabla \alpha| / \delta t$ die Variation des Gradienten $|\nabla \alpha|$ pro Zeiteinheit in einem Koordinatensystem, welches sich mit der Linie der Frontogenese mitbewegt, aus, so sind die Bedingungen für Frontogenese gegeben durch

$$F > 0, \quad \partial F / \partial N = 0 \quad \text{und} \quad \partial^2 F / \partial N^2 < 0$$

und die Bedingungen für Frontolyse durch

$$F < 0, \quad \partial F / \partial N = 0 \quad \text{und} \quad \partial^2 F / \partial N^2 > 0,$$

wobei N die Normalen-Richtung zur Linie der Frontogenese bedeutet. Die Untersuchung beschränkt sich auf ein konservatives Feld mit den Eigenschaften α (z. B. Temperatur) und betrachtet die Frontogenese als kinematisches Phänomen. Frontogenese ist unmöglich, wenn sowohl das Bewegungsfeld, als auch das Feld α lineare Funktionen von x und y sind. Sie ist nur möglich, wenn die Verteilung der Windgeschwindigkeit und des α entlang eines Schnittes s durch solche Funktionen von s dargestellt wird, daß die Summe ihrer Grade mindestens 4 ist. In einem linearen Bewegungsfeld und bei nicht linearem Skalarfeld α können nur die Komponenten der Divergenz und Deformation frontenbildend wirken, während Translation und Rotation dafür nicht in Betracht kommen. Im allgemeinen fällt die Linie der Frontogenese mit der Linie, wo $|\nabla \alpha|$ ein Maximum ist, zusammen. Die Frontogenese wird aber beeinflusst von der Richtung der Achse der Dilatation zur Richtung der α -Kurven. Alle möglichen Typen von Stromlinienmuster werden auf Grund der Gleichungen des linearen Bewegungsfeldes hinsichtlich der Eignung für Frontogenese diskutiert. Für jeden Fall wird die Linie der Frontogenese bestimmt und untersucht, wo sie sich bewegen wird und wie die Verteilung des frontogenetischen Effektes entlang der Linie ist. Der frontogenetische Effekt ist hauptsächlich abhängig von dem Winkel zwischen der Achse der Dilatation und der Tangente an den Äuiskalarkurven des Feldes von α . Wenn das Bewegungsfeld nicht stationär bleibt, so wirkt sich dies in einer Änderung der Stromlinien aus. Der Zusammenhang solcher Änderungen mit Zyklonogenese oder Antizyklonogenese wird besprochen. Die theoretisch mögliche Frontogenese im linearen Skalarfeld α und nicht linearen Bewegungsfeld hat praktisch wenig Bedeutung. Es werden auch die Abweichungen der Frontogenese zwischen zwei Quellgebieten, wo das Skalarfeld und das Bewegungsfeld durch e -Potenzen dargestellt werden können, von den Fällen des linearen Bewegungsfeldes untersucht.

F. Steinhauser.

S. L. Malurkar. Derivation of a formula for nocturnal radiation and its relation to Ångström's formula. Gerlands Beitr. z. Geophys. 47, 357—361, 1936, Nr. 4. Ausgehend von einem früher angegebenen Ausdruck für den Betrag der Strahlung von einer geschichteten Atmosphäre leitet der Verf. als Formel für die nächtliche Strahlung S ab: $S = b \sigma \vartheta_0^4 [1 - 2 H_3 (a F + a)]$, wo a , b und α Konstante sind, die von der Struktur der Atmosphäre abhängen, ϑ_0 die Oberflächentemperatur und F den gesamten Wasserdampfgehalt bedeuten und

$$H_m(x) = \int_1^{\infty} e^{-x^t} dt / t^m.$$

F. Steinhauser.

Kurt Wegener. Bemerkungen zur Refraktion. Gerlands Beitr. z. Geophys. 47, 400—408, 1936, Nr. 4. Auf Grund der von Helmholtz angegebenen Beziehung zwischen Temperaturgefälle γ und dem Verhältnis des Krümmungsradius der Erde zum Krümmungsradius des Lichtstrahles bestimmt der Verf. für verschiedene γ die Krümmung des Lichtstrahles. Er hält eine Bestimmung der Re-

fraktion aus den Messungen selbst für möglich, wenn die Krümmung der Niveaufläche bestimmt werden kann. Als Ergänzung der geodätischen Messung der Refraktion ist ihre genäherte Bestimmung durch Messung des Temperaturgefälles brauchbar. Die zur Temperaturgradientmessung erforderliche Genauigkeit verlangt den Gebrauch von Thermoelementen, wofür eine Anordnung angegeben wird. Die Dispersion ist zur Bestimmung der Refraktion praktisch nicht brauchbar. Die kleinsten Werte der Refraktion werden im allgemeinen in Hochdruckgebieten erreicht, die konstanteren aber in Tiefdruckgebieten mit starker Bewölkung. Bei der Triangulation ist zur Beurteilung der seitlichen Refraktion die Benutzung von Wetterkarten notwendig. *F. Steinhauser.*

Frank Benford and John E. Bock. Duration of Sunshine on Vertical Surfaces. Gen. Electr. Rev. 39, 280—283, 1936, Nr. 6. Die Verff. haben ein Diagramm entworfen, aus dem für jeden Tag des Jahres die Eintrittszeit und das Ende der Besonnung und damit die Dauer der Besonnung einer senkrechten, beliebig orientierten Fläche in 30 bis 60° Breite bestimmt werden kann. Die hierzu nötigen Bestimmungsstücke sind die geographische Lage des Ortes, die Orientierung der Fläche und die Daten von Sonnenauf- und -untergang. An den aus dem Diagramm bestimmten Zeiten sind noch Korrekturen für die Abweichung von der Normalzeit und wegen der Zeitgleichung anzubringen. An dem Beispiel der Bestimmung der Besonnung durch ein Fenster wird die große Brauchbarkeit des Diagramms gezeigt. *F. Steinhauser.*

Fernando Sanford. Influence of planetary configurations upon the frequency of visible sun spots. Smithsonian Miscell. Coll. 95, Nr. 11, 5 S., 1936. Wenn Venus und Erde auf entgegengesetzten Seiten der Sonne stehen, sind die Sonnenfleckenzahlen um 77 % größer als wenn sie auf derselben Seite stehen. Ein ähnlicher Effekt zeigt sich auch in bezug auf die Stellung von Merkur und Erde zur Sonne. *F. Steinhauser.*

C. G. Abbot. The dependence of terrestrial temperatures on the variations of the sun's radiation. Smithsonian Miscell. Coll. 95, Nr. 12, 15 S., 1936. *H. Ebert.*

Karl Schütte. Der Einfluß der Bewölkung auf die Dauer der bürgerlichen Dämmerung. Ann. d. Hydrogr. 64, 305—309, 1936, Nr. 7. *Dede.*

R. Penndorf. Ozone as a Heating Factor in the Atmosphere. Nature 138, 247, 1936, Nr. 3484. In einer vorläufigen kurzen Mitteilung wird bekanntgegeben, daß die Erwärmung insbesondere der oberen Luftschichten zwischen 20 und 50 km etwa zehnmal größer ist als ihre Abkühlung. Unterhalb 20 km sind merkliche Einflüsse nicht festzustellen. *H. Ebert.*

W. R. G. Atkins and H. H. Poole. Photoelectric Measurements of the Luminous Efficiency of Daylight. (Abstract.) Proc. Roy. Soc. London (A) 156, 233, 1936, Nr. 887. Es wird das Verhältnis der wirklichen Lichtwirkung des Tageslichtes zur Gesamtstrahlung bestimmt. Dazu wird eine Selenphotozelle benutzt. Zur Angleichung der Lichtempfindlichkeit der Photozelle an den Empfindlichkeitsbereich des Auges wird ein L. A. Jonessesches Grünfilter benutzt. *Dede.*

Jean Dufay et Tien Kiu. La transparence de l'atmosphère dans le spectre visible d'après les observations du Müller et Kron, à Ténériffe. Journ. de phys. et le Radium (7) 7, 198—204, 1936, Nr. 5. Be-

obachtungen der Sonnenstrahlung, die von Müller und Kron auf Teneriffa in drei verschiedenen Höhen (100 m, 1950 m, 3260 m) im Jahre 1910 angestellt worden sind, werden auf die Durchlässigkeit der Atmosphäre im sichtbaren Spektrum hin untersucht. Graphische Darstellungen, die in Abhängigkeit von λ^{-1} die optische Dichte der Atmosphäre veranschaulichen, gestatten, die Anzahl der Moleküle in einem cm^3 Luft unter Normalbedingungen zu bestimmen. Unter Berücksichtigung der Feuchte — die Hochstation ist ausgesprochen trocken — ergeben sich bei diesen Bedingungen Zahlen zwischen 2,8 und $2,9 \cdot 10^{10}$. Abweichungen, die die Kurven in der Nähe von 600 m μ zeigen, gestatten den Ozongehalt der Atmosphäre für jeden Tag festzustellen. Zwei Tagesreihen zeigen, daß die optische Dichte der Atmosphäre proportional der Luftmasse bis zum Horizont ist. Aber in dem Strahlungsbereich, in dem durch das Ozon eine Absorption auftritt, wächst die Dichte weniger schnell als die Luftmasse. Es wird eine ungefähre Höhe der Ozonschicht von 25 km errechnet. *Hansch.*

Karl Ernst Stumpf and Gerhart Jander. The general properties of disperse systems composed of solid and liquid non-volatile particles (i. e. smoke, dust, oil, fogs, etc.). On the properties of aerocolloid systems, with regard to their dependence on the methods of formation. Trans. Faraday Soc. 32, 1048—1054, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Das Verhalten eines Aerosols hängt entscheidend von den chemischen und physikalischen Bedingungen während seiner Entstehung, insbesondere von Form und Größe der Teilchen ab. Es wird die Darstellung von Systemen feinsten Verteilung auf verschiedenen Wegen und deren Reproduzierbarkeit besprochen. *Dede.*

R. Whytlaw-Gray, W. Cawood and H. S. Petterson. A sedimentation method of finding the number of particles in smokes. Trans. Faraday Soc. 32, 1055—1059, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Es wird eine Methode zur Zählung der Teilchen in einem Aerosol beschrieben. Ein bekanntes Volumen des Aerosols wird zwischen zwei horizontalen Glasplatten sedimentieren gelassen und der Niederschlag in geeigneter Weise beleuchtet. Aus den Ausmaßen der Sedimentationskammer und der ausgezählten Fläche läßt sich die Teilchenzahl berechnen. *Dede.*

W. Cawood and R. Whytlaw-Gray. The influence of pressure on the coagulation of ferric oxide smokes. Trans. Faraday Soc. 32, 1059—1065, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Es wird der Einfluß des Druckes auf die Bildung eines Eisenoxyd-Aerosols untersucht. Große Einheitlichkeit des Aerosols wird durch die Darstellung mittels photochemischer Zersetzung von Eisenpentacarbonyldampf in Luft erzielt. Die Teilchengröße wird bei Atmosphärendruck und bei 200 mm Druck gemessen. *Dede.*

J. H. Coste. The nature of the dispersion in country and town air. Trans. Faraday Soc. 32, 1162—1171, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Der Verf. weist auf die Bedeutung der in der Atmosphäre verteilten festen und flüssigen Teilchen hin. Ein Teil dieser Dispersoide ist natürlichen Ursprungs. Der Hauptbestandteil dieser Stoffe ist Wasser, daneben findet sich auch lebende Materie, wie lebende Zellen, Pollen u. ä. Ein anderer Teil der Dispersoide, der besonders in der Atmosphäre der Städte oder deren Nähe vorherrscht, entstammt menschlicher Tätigkeit. Diese Schwebestoffe bestehen in der Hauptsache aus Produkten der Verbrennung, Ruß oder Asche. Sowohl in der Landluft wie in der Stadtluft finden sich in wechselnder Menge Silikate. Es werden Angaben über die Mengen dieser Dispersoide in Luftproben verschiedenen Ursprungs gemacht. *Dede.*

J. J. Nolan and V. H. Guerrini. The determination of the mass and size of atmospheric condensation nuclei. Trans. Faraday Soc. **32**, 1175—1179, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Die Verff. erörtern die Natur der Kondensationskerne in der Luft und vergleichen deren Ladung mit der der großen Ionen. Es wird eine Methode zur Messung der Kerne beschrieben, Masse und Größe derselben werden berechnet. Zum Schluß wird der Einfluß größerer Städte auf den Gehalt der Luft an Kondensationskernen an einem Beispiel besprochen. *Dede.*

James C. Philip. Hygroscopic nuclei in the formation of fog. Trans. Faraday Soc. **32**, 1182—1184, 1936, Nr. 8 (Nr. 194). Der Verf. und seine Mitarbeiter untersuchen die Nebel, die sich bilden, wenn Luft, die mit kleinen Mengen einer flüchtigen Säure (z. B. Chlorwasserstoff) beladen ist, durch eine Lösung, die eine sehr kleine Menge flüchtiges Alkali (z. B. Ammoniak oder Triäthylamin) enthält, hindurchgetrieben wird. Diese Nebel sind außerordentlich beständig. Selbst wenn diese nebelhaltige Luft durch Wasser hindurchgeleitet wird, wird nur ein sehr kleiner Teil dieser Nebelbestandteile absorbiert. Auch ein Durchgang durch starke Schwefelsäure klärt diese Nebel nur scheinbar auf, denn er erscheint wieder, wenn die Luft wieder durch Wasser perlt. Es wird an Hand der Versuchsergebnisse eine Erklärung für dieses Verhalten der Nebel gegeben. *Dede.*

J. H. Coste and G. B. Courtier. Sulphuric acid as a disperse phase in town air. Trans. Faraday Soc. **32**, 1198—1201, 1936, Nr. 8 (Nr. 184). Es wird eine Methode zur Bestimmung der Schwefelsäure in der Atmosphäre entwickelt, bei der die Anwendung von Filtern vermieden wird. Der Gehalt der Luft in London an freier Schwefelsäure wird mit Hilfe dieser Methode in der Größenordnung von 1 bis $20 \cdot 10^{-6}$ g/m³ gefunden. *Dede.*

W. W. Coblenz and R. Stair. Evaluation of ultraviolet solar radiation of short wave lengths. Bur. of Stand. Journ. of Res. **16**, 315—347, 1936, Nr. 4 (RP. 877). Die Ausmessung der ultravioletten Sonnenstrahlung erfolgte nach zwei Methoden: 1. mit einem Mikroradiometer, das mit Wärmestrahlung geeicht war; 2. mit einer Photozelle, die mit ultravioletter Strahlung geeicht war. Die Messungen wurden in Washington, San Juan und Flagstaff vorgenommen. Die Intensität der ultravioletten Strahlung unterhalb 3132 Å betrug für Washington

Klarer Tag, Hochsommer, mittags 75 μ w/cm²
 „ „ Winter, mittags 8 „

Aus den Mittelwerten der drei Stationen wurde auf eine Höhe an der Grenze der Erdatmosphäre extrapoliert. Es ergab sich ein Wert von etwa 600 μ w/cm². Dies ist eine fünf- bis achtfache Zunahme, verglichen mit Steigerung von 20 bis 30 %, in der Gesamtenergie sämtlicher Wellenlängen. Die Meßmethoden werden, wie üblich, eingehend besprochen. *J. Böhme.*

H. Springstube. Niederschlagssingularitäten und Flußwasserführung. Meteorol. ZS. **53**, 216—223, 1936, Nr. 6. Da sich die Singularitäten im jährlichen Niederschlagsverlauf in weiten Klimagebieten annähernd gleichmäßig zeigen, ist ein Zusammenhang mit Singularitäten der Flußwasserführung zu erwarten. Durch Bearbeitung der Pegelablesungen in Köln und Emmerich a. Rh. wurde gezeigt, daß besonders im Winter die markanten Singularitäten des Niederschlagsverlaufs sich etwas verspätet auch im Wasserstand des Rheins wiederfinden. Im allgemeinen kann aber von einem direkt parallelen Verlauf von Niederschlags-singularitäten und Wasserführung nicht gesprochen werden, wohl aber ergeben sich Anhaltspunkte für einen ursächlichen Zusammenhang. Es zeigt sich, daß sich

mehrere Singularitäten der Niederschlagstätigkeit bei einem großen Einzugsgebiet des Flusses zu einer größeren Welle im Wasserstand zusammensetzen. *F. Steinhauser.*

Ferdinand Steinhauser. Über die Häufigkeitsverteilung der relativen Feuchtigkeit im Hochgebirge und in der Niederung. Meteorol. ZS. 53, 223—226, 1936, Nr. 6. Zum klimatischen Vergleich zwischen Hochgebirgsgipfel und Niederung wurden auf Grund eines 25 jährigen Beobachtungsmaterials vom Sonnblick (3106 m) und von Salzburg (430 m) für die drei täglichen Beobachtungstermine die Häufigkeiten der Werte der relativen Feuchtigkeit nach Klassenintervallen von 5 % ausgezählt. Im Hochgebirge fallen im Sommer ungefähr die Hälfte aller Feuchtigkeitswerte auf das Intervall 96 bis 100 %, während im Winter die größte Häufigkeit mit etwa 23 % auf das Intervall 86 bis 90 % fällt und auch sehr geringe Feuchtigkeitswerte verhältnismäßig noch häufig vorkommen. Wesentliche Unterschiede im Tagesgange zeigen sich nicht. In der Niederung fällt im Sommer die größte Häufigkeit mit ungefähr 17 % am Morgen und Abend auf das Intervall 76 bis 80 %, am Mittag aber auf 36 bis 40 %; im Januar liegen dort die Häufigkeitsmaxima mit 19 % am Morgen und Abend bei einer Feuchtigkeit von 86 bis 90 % und am Mittag mit 12 % bei 76 bis 80 % Feuchtigkeit. Die Unterschiede erklären sich aus dem Einfluß des Tagesganges der Temperatur und der vertikalen Luftströmungen. *F. Steinhauser.*

Otto Fink. Zur Thermodynamik strenger und milder Winter. Mit 12 Tabellen, 5 Figuren und 42 Karten. Diss. Leipzig 1936, 62 S. Die besonderen Zustände der Atmosphäre bei strengen Wintern in Mitteleuropa werden festgestellt. Als Untersuchungsmethode diente zunächst die synoptische Darstellung mittlerer Monatswerte. Ferner wurde die Verteilung des Niederschlags in Nord-, West- und Mitteleuropa in allen untersuchten Monaten im betrachteten Kartenbereich für einzelne Monate angegeben. Die Pentadenmittel des Druckes in strengen Wintern zeigen einen sehr guten symmetrischen Verlauf infolge des Auftretens einer Periode von etwa fünf Pentaden. Die Differenzen aufeinanderfolgender Pentadenmittel der Temperaturen verlaufen entgegengesetzt. In milden Wintern fehlt der symmetrische Gang in Druck und Temperatur. Hieraus wird geschlossen, daß in allen strengen Wintern die 24 tägige polare Druck-Temperaturwelle besonders gut ausgebildet ist. *H. Ebert.*

R. Spitaler. Ein sechsjähriger Witterungszyklus. Meteorol. ZS. 53, 251—254, 1936, Nr. 7. Aus den monatlichen Temperaturanomalien weist der Verf. einen Witterungszyklus mit sich wiederholenden Schwankungen von veränderlicher Zeitdauer nach, der sich in sechs Jahren abspielt. Dieser Zeitabschnitt ist ein Vielfaches der 10/10- und 12/10 jährigen Perioden der Achsenschwankungen der Erde, die als Ursache für diesen sechsjährigen Zyklus angesehen werden. *F. Steinhauser.*

K. Büttner. Leuchtende Nachtwolken. Meteorol. ZS. 53, 267, 1936, Nr. 7. In Kiel wurden nahe um Mitternacht leuchtende Nachtwolken am 17. Juni am Nordhorizont bis 9° über dem Horizont und auch am 20. Juni mit langen bis zum Zenit reichenden Banden beobachtet. Ihre Zugrichtung war aus Nord bis Nordwest. *F. Steinhauser.*

E. F. George and Florence Robertson. Weather Changes as Indicated by Variations in the Earth's Magnetic Field. Phys. Rev. (2) 49, 856, 1936, Nr. 11. Fortlaufende Beobachtungen an einem Horizontalmagnetometer in West-Texas ergaben, daß in 95 % von Fällen mit hohen Magnetometerwerten ungefähr einen Tag nach der magnetischen Beobachtung schlechtes Wetter folgte.

Die hohen Magnetometerwerte werden für ein zuverlässigeres Anzeichen schlechten Wetters gehalten als niedriger Barometerstand. *F. Steinhauser.*

B. H. Wade. Distillation of sea water by solar radiation. Engineering 141, 704, 1936, Nr. 3676. Bei Mangel an Frischwasser, aber Vorhandensein von gutem Boden und reichlichem Sonnenschein empfiehlt Verf. eine nicht gänzliche Glasüberdachung einer befeuchteten Unterlage. Sonnenschein und Wind werden unterhalb der Glaskuppe ein ständiges Verdampfen und Kondensieren herbeiführen. *H. Ebert.*

R. Köhler und A. Ramspeck. Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen (2. Bericht).

L. Erlenbach. Über das Verhalten des Sandes bei Belastungsänderung und Grundwasserbewegung. Veröff. d. Inst. d. Forschungsges. f. Bodenmech. (Degebo), Techn. Hochschule Berlin, Heft 4, 52 S. Mit 56 Textabbildungen. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1936. I. Durch Beobachtung der dem Boden durch eine Schwingmaschine aufgezwungenen Sinusschwingungen (zwischen 10 und 50 Hertz) mit geprüften transportablen Seismographen lassen sich die Eigenfrequenzen des Bodens und die Geschwindigkeit der elastischen Wellen in diesem Boden bestimmen. Beides ist ein Maß für die Belastungsfähigkeit des Untergrundes und somit von großer Bedeutung für den Hochbau und Straßenbau. An Dammaufschüttungen der Reichsautobahnen konnte durch Beobachtung vor und nach der künstlichen Verdichtung die Wirkung des angewandten Verdichtungsverfahrens quantitativ ermittelt werden. Bei zweischichtigem Boden wurden Interferenzen beobachtet und zur Bestimmung der Tiefe der Schichtgrenze verwandt. Beispiele aus der Praxis erläutern die Anwendbarkeit der dynamischen Untersuchungsmethoden. — II. Durch Versuche im Laboratorium gelang es, einfache Regeln über das Verhalten des Sandes bei Belastungsänderungen und Grundwasserbewegungen aufzustellen. Sie erlauben, das Verhalten des Sandes in praktischen Fällen zu beurteilen.

Heinrich Jung, Göttingen.

Volker Fritsch. Dritte Mitteilung über die Bergradioversuche in Kotterbach. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 47, 190—195, 1936. Hertzsche Felder von etwa 25 m Wellenlänge, deren Quelle über Tage liegt, konnten in unterirdischen Hohlräumen mit schlauchartiger Verbindung zur Tagfläche bis zu 50 m Überdeckung nachgewiesen werden. Es ist anzunehmen, daß die funkgeologische Kurve (Absorption als Funktion der Frequenz) mit zunehmender Frequenz eine Zunahme der Absorption, dann nach Erreichen des Maximums eine Abnahme, nach Durchheilung eines zweiten Minimums wieder ein Ansteigen der Absorption zeigt. Der Nachweis guter geologischer Leiter ist mittels Absorptionsmethode auf dem 25 m-Band möglich, Grubenfunk bei geringen Energien nur auf kurze Entfernungen. Die Absorptionskurve ist von den elektrischen Eigenschaften des durchdrungenen Gebirgsvolumens, das als ein aus Leitern erster und zweiter Klasse bestehendes Gerüst mit eingelagerten elektrischen Bezirken angesehen werden kann, abhängig. Die Lage der durch die Leitungs- und dielektrischen Verluste bedingten Absorptionsstreifen kann Schlüsse auf die Existenz von Gängen usw. ermöglichen, eine neue Methode der Funkmutung.

Winckel.

Register der Geophysikalischen Berichte

1. Allgemeines, Historisches

- Dannmeyer. Siebzigster Geburtstag Carl Dornos 33.
 Carl Dorno zum 70. Geburtstage 1.
 Bruno Schulz. 70. Lebensjahr von Gerhard Schott 181.
 A. Mey. Professor Dr. W. Grosse † 33.
 F. Spiess. Alfred Herz † 181.
 — Henrik Mohn. Zur hundertsten Wiederkehr seines Geburtstages 33.
 H. Thorade. Henrik Mohn und Entwicklung der Meereskunde 33.
 P. Mildner. Geophysikalisches Observatorium der Universität Leipzig 65.
 A. Durig und W. Schmidt. 50 Jahre Sonnblick-Observatorium 121.
 Ignatius Puig. Observatorium für kosmische Physik in San Miguel 181.
 Jordan-Eggert. Handbuch der Vermessungskunde 117.
 Robert Schwiner. Lehrbuch der physikalischen Geologie 117.
 J. P. Arend. Atombildung und Erdgestaltung 117.
 J. Bartels. Random fluctuations, persistence, and quasi-persistence in geophysical and cosmical periodicities 14.
 W. Immler. Grad-Uhr 34.
 E. Zinner. Alte Wetterbeobachtungen 65.
 G. Hellmann. Die ältesten meteorologischen Beobachtungen in Wien 1.
 Fritz v. Kerner. Die ersten unreduzierten Isothermenkarten Österreichs 1.
 K. Keil. Dezimalklassifikation des meteorologischen Schrifttums 181.
 E. G. Bilham. Humidity slide rule 32.

2. Apparate und Meßmethoden

- Bericht über die Chronometer-Wettbewerbsprüfung in der Deutschen Seewarte 33.
 P. N. Dolgow. Zeitbestimmung nach dem Zingerschen Verfahren mit einem Universalinstrument unter Verwendung eines selbstregistrierenden Mikrometers 93.
 J. L. Rannie and W. M. Dennis. Axis strain in theodolites, its effects, and one method of removal 181.
 Ilmari Bonsdorff. Verhalten der Invardrähte 34.
 S. A. Larionoff. Praxis der geodätischen Basismessungen in der USSR. 35.
 Karl Lüdemann. Das sog. Eisenbahner-Universalinstrument 65.
 Wiktor Plesner. Erfahrungen mit den Eisensignalen bei der Triangulation I. Ordnung 35.

- Seidel. Vergleichsbasis des Reichsamts für Landesaufnahme in Potsdam und Basismessung auf Rügen 34.
 — Einfluß der Refraktion in bodennahen Schichten auf das Präzisionsnivellement 93.
 E. Warchalowski. Fehler und Genauigkeit des Präzisionsnivellements 35.
 H. Haalck. Statischer Schweremesser des Geodätischen Instituts in Potsdam 129.
 Růžena Koťová. Mesure des coefficients du couplage auprès des oscillations de deux pendules de torsion 34.
 O. Meisser. Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern 3.
 A. A. Michailov. Statischer Schweremesser 35.
 M. Molodensky. Berücksichtigung des Mitschwingens des Stativs bei Gegen-einanderschwingen zweier Pendel 35.
 G. Nørgaard. Statische Schweremessungen auf See und Land 37.
 — Statische Schweremessungen auf See 93.
 E. Nørlund. Genauigkeit relativer Schweremessungen mit dem Holweck-Lejay Pendel 36.
 H. R. Scheffer. Theorie des Bifilargravimeters 1.
 Heinz Sorber. Zweifedern-Gravimeter 181.
 L. W. Sorokin. Schwerewerte auf dem Schwarzen Meere 36.
 — Schwerbestimmungen mit Beobachtungen kurzer Dauer 37.
 St. v. Thyssen. Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene 32.
 Josef Zahradníček. Dynamische Meßmethode des Gravitationserdfeldes 34.
 Hugo Benioff. Linear strain seismograph 182.
 Rolf Bungers. Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen 66.
 Heinz Dobberstein. Eichung von Fernschallempfängern 66.
 Takahiro Hagiwara. Air Damper 153.
 H. Martin. Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen 68.
 E. Wanner. Comparaison d'enregistrements sismométriques obtenus par différents appareils 129.
 Kurt Werner. Verhalten der Luftdämpfung und Bestimmung des Dämpf-

- funksgrades bei Seismographen und Erschütterungsmessern 66.
- A. H. Barnes. Thin Wall Geiger-Müller Counter 118.
- R. Bock. Registrierapparat mit doppelter Registrierung 65.
- J. Mc Garva Bruckshaw. Experiments on conducting laminae periodic magnetic fields 95.
- John Collard. Search-coil method of measuring the A. C. resistivity of the earth 95.
- G. Gamburgcev. Établissement d'équivalences électromécaniques 129.
- E. A. Johnson. Amplification of Pulses from an Ionization Chamber 181.
- C. W. Lutz. Aufzeichnung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft 153.
- A. F. Stevenson. Theoretical Determination of Earth Resistance from Surface Potential Measurements 129.
- H. Walch. Eenvoudige maar zeer waardevolle verbetering van de Wilsonkamer 2.
- F. Weischedel. Methode zur Registrierung Hoffmannscher Stöße 65.
- F. Reuter. Hilfsapparat zur harmonischen Analyse 129.
- Zen'iti Yasui. Lag of Deep-sea Reversing Thermometers 67.
- Aspirated hair hygrometer 181.
- M. Berek, K. Männchen und W. Schäfer. Tyndallometrische Messung des Staubgehaltes der Luft und neues Staubmeßgerät 94.
- Julius Brinkmann. Messung kurzweiliger Sonnenstrahlung 2.
- E. L. M. Burns and R. H. Field. Plotter for high oblique air photographs 33.
- George M. Byram. Photoelectric Method of Measuring the Transparency of the Lower Atmosphere 65.
- B. Claus und F. Kohlitz. Flugzeuggerät zur Feststellung und Ausmessung thermischer atmosphärischer Störungen 66.
- D. Le B. Cooper and E. P. Linton. Use of hot wire anemometers 93.
- L. H. G. Dines. Rates of ascent and descent of free balloons, and effects of radiation on records of temperature in the upper air 2.
- Katharina Dörfel. Physikalische Arbeitsweise des Gallenkamp-Verdunstungsmessers und seine Anwendung auf mikroklimatische Fragen 1.
- K. Feussner. Untersuchungen an dem Potsdamer Absolut-Pyrehliometer in seiner ursprünglichen Form 33.
- Hubert Garrigue. Spectrographie ultralumineux du Pic du Midi 94.
- S. Gradstein. Nomogramme für die Abkühlungs- und Austrocknungsgröße 33.
- R. Grandmontagne. Photomètre enregistreur pour la lumière du ciel nocturne 118.
- W. Grundmann. Haarhygrometrie 1.
- P. Gruner. Graphische Bestimmung des Azimuts der Sonne nach dem Schütteschen Verfahren 3.
- O. Hoelper. Registrierungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung 2.
- H. Klumb und Th. Haase. Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Gasen 94.
- E. Kuhlbrodt. Schleuderthermometer für Bordgebrauch 93.
- Erhard März. Schauerchronograph 118.
- J. Maurer. Erste Sonnenschein- und Strahlungsmessungen vor 50 Jahren 95.
- Otto Meissner. Verwendung des Begriffs der relativen Amplitude in der Meteorologie 153.
- P. L. Mercanton. Estimation de la durée d'insolation par l'héliographe de Campbell-Stokes à boule de verre 129.
- W. Mörikofer und Chr. Thams. Erfahrungen mit dem thermoelektrischen Pyrehliographen Moll-Gorczyński 95.
- A. Pfeiffer. Haarhygrometrie 1.
- L. W. Pollak und F. Fuchs. Lichtelektrische Meßeinrichtung zum UV-Dosimeter der I. G. Farbenindustrie A. G. 181.
- Friedrich Reinhold. Einheitliche Durchführung von Niederschlagsmessungen 34.
- Georges Rempp. Frigorimètre différentiel 181.
- Jörgen Rybner. Reaktionszeit von Undulatoren und von einem Radioempfänger 93.
- A. Schoenrock. Erforderliche Genauigkeit meteorologischer Beobachtungen 3.
- Galen B. Schubauer. Effect of humidity in hotwire anemometry 118.
- Leo Schulz. Vergleichbarkeit der mit den bioklimatischen UV-Dosimetern erhaltenen UV-Einheiten 3.
- Arnold Schumacher. Kippthermometer-tafeln 33.
- A. Simons. Measurements of very low relative humidities 94.
- M. A. Tuve, E. A. Johnson and O. R. Wulf. Experimental Method for Study of the Upper Atmosphere 118.
- P. Vernotte. Convection et rayonnement des fils de différents métaux; application à la mesure de la température de l'atmosphère 95.

3. Bewegung und Zusammensetzung der Erde; Schwere

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung, Zeitbestimmung
- N. Dneprowski. Zeitdienst in der USSR. 36.
- P. N. Dolgow. Zeitbestimmung nach dem Zingerschen Verfahren mit einem Universalinstrument unter Verwendung eines selbstregistrierenden Mikrometers 93.
- H. C. Freiesleben und E. Lange. Gesetzmäßige Verfälschung von Zeitbestimmungen bei bestimmten Wetterlagen 96.
- E. Kohlschütter. Erfahrungen mit den Quarzuhren des Preussischen Geodätischen Instituts 37.
- K. Ledersteger. Einfluß des Kimuragliedes auf die Polkoordinaten 153.
- A. Scheibe und U. Adelsberger. Nachweis von Schwankungen der astronomischen Tageslänge mittels Quarzuhren 67.
- Richard Schumann. Untersuchungen zur Polhöhenchwankung 118.
- Abhängigkeit der Bahn des Poles von der Tageszeit der Beobachtung? 154.
- H. Spencer Jones. Latitude variation observations at Greenwich in relation to the constant of aberration and the Kimura term 97.
- Harlan T. Stetson. Variation in Latitude with the Moon's Position 153.
- Nicolas Stoyko. Irrégularité de la rotation de la Terre 183.
- Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)
- F. Ackerl und F. Hopfner. Niveausphäroid und Hauptträgheitsellipsoid der Erde 96, 118.
- K. E. Bullen. Variation of density and the ellipticities of strata of equal density within the earth 183.
- B. L. Gulatze. Boundary problems of potential theory and geodesy 96.
- Gravity formulae in geodesy 130.
- R. A. Hirvonen. Größe der Geoidundulationen 36.
- F. Hopfner. Potentialtheoretische Grundlage der Lehre von der Isostasie 129.
- N. Idelson. Bestimmung der Figur der Erde aus Schwerkraftmessungen 36.
- Karl Jung. Zahlen über Normalschwere und Abplattung 3.
- Geoid und Schwere 35.
- Potentialtheorie des Schwerkräftfeldes 154.
- F. Hopfner. Potentialtheorie des Schwerfeldes 154.
- I. Kasanskij. Versuch der gravimetrischen Bestimmung der Lotabweichungen 38.
- L. Labocetta. Determinazione delle dimensioni della terra con il metodo meccanico di Galileo per la misura delle distanze dei punti inaccessibili 154.
- Karl Mader. Berechnung der relativen Geoidhebung infolge der Massen von Tibet und Himalaja 96.
- N. Malkin. Bestimmung der Figur der Erde 4.
- A. Michailov. Anwendung der Formel von Stokes und dabei zu gebrauchende Reduktion der Schwerkraft 97.
- A. Orlov. Dreiaxsigkeit des Trägheitsellipsoids der Erde aus Breitenbeobachtungen 37.
- R. Schumann. Bedeutung der Mittelwasserorte als Punkte am Geoid 32.
- Verselen in H. Bruns Schrift „Die Figur der Erde“ 183.
- Hans Hornich. Über eine Kritik an H. Bruns Schrift „Die Figur der Erde“ 183.
- N. Idelson. Erwiderung auf die vorstehenden Kritiken 183.
- Seidel. Einfluß der Refraktion in bodennahen Schichten auf das Präzisionsniveaulement 93.
- A. D. Archangelski. Beziehungen zwischen dem geologischen Aufbau und den Schwereanomalien im Europäischen Teil der USSR. 38.
- E. C. Bullard and H. L. P. Jolly. Gravity measurements in Great Britain 155.
- G. Dietrich. Ergebnisse der holländischen Schwereexpeditionen 1923—1932 154.
- Ross Gunn. Forces Responsible for Continental Motions and Pacific Type Mountain Building 97.
- H. Haalck. Statischer Schweremesser des Geodätischen Instituts in Potsdam 129.
- S. Heller. Zusammenhang zwischen Schwerkraft und seismischer Tätigkeit 97.
- H. Kröncke. Bestimmung der Gravitationskonstante 119.
- Montonori Matuyama. Distribution of Gravity over the Nippon Trench and Related Areas 183.

- O. Meisser. Theorie und Konstruktion von statischen Schweremessern 3.
 — Tabelle der Normalschwere von 47° bis 56° Breite 154.
 André Mercier. Effet d'une erreur d'estimation des densités du sial et du sima dans l'évaluation des anomalies de la pesanteur 130.
 A. A. Michailov. Statischer Schweremesser 35.
 M. Molodensky. Berücksichtigung des Mitschwingens des Stativs bei Gegeneinanderschwingen zweier Pendel 35.
 G. Nørgaard. Statische Schweremessungen auf See und Land 37.
 — Statische Schweremessungen auf See 93.
 E. Nörlund. Genauigkeit relativer Schweremessungen mit dem Holweck-Lejay Pendel 36.
 Heinz Sorber. Zweifedern-Gravometer 181.
 L. W. Sorokin. Schwerewerte auf dem Schwarzen Meere 36.
 — Schwerebestimmungen mit Beobachtungen kurzer Dauer 37.
 E. Tams. Schweremessungen auf dem Meere und ihre Deutung. Nach F. A. Vening Meinesz, J. H. F. Umbgrove und Ph. H. Kuenen 3.
 Chûji Tsuboi and Takato Fuchida. Most Suitable Formula for the Japanese Gravity Values 119.
 St. v. Thyssow. Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene 32.
 Josef Zahradniček. Dynamische Meßmethode des Gravitationserdfeldes 34.

Temperatur, Zusammensetzung, Aggregatzustand des Erdinnern, Alter der Erde

- G. Äckerlein. Emanationsforschung im Erdinnern 128.
 Robert Bossuet. Métaux alcalins dans les eaux naturelles 182.
 Hans Freytag. Photochemie und Nachweis der sogenannten „Erdstrahlen“ 97.
 Otto Hahn und Hans-Joachim Born. Vorkommen von Radium in nord- und mitteldeutschen Tiefengewässern 38.
 Y. K. Hsü and Y. M. Hsieh. Emanation content of hot springs and artesian wells in Peiping area 182.
 H. Israël-Köhler und F. Becker. Emanationsgehalt der Bodenluft und Untergrundtektonik 128.
 Harold Jeffreys. Radioactivities of rocks 133.

M. S. Katti. Moisture Variation Indices of Soils in Relation to their other Physical Properties 67.

John Putnam Marble. Lead-Uranium Ratio of Siliceous Pitchblende from Great Bear Lake 121.

E. Niederdorfer. Maximaldruck des Wasserdampfes über trockenen Salzen 64.

I. Suganuma and K. Kitaoka. Presence of inert gases in mineral spring gases in Japan 4.

Wm. D. Urry. Radioactivity in Rocks 133.

Alfred Weber. Radiumgehalt des Quellsediments „Reissacherit“ der Thermen von Badgastein 67.

Reginald A. Daly. Testing a theory of earth's interior 38.

A. L. Hales. Convection currents in the earth 154.

N. A. Haskell. Motion of a Viscous Fluid Under a Surface Load 8, 120.

Kumizi Iida. Changes in Rigidity and Internal Friction of Amorphous Silica with Temperature 119.

Gerhard Kirsch. Zähigkeit und Schmelzkurve 8.

G. Kirsch. Anwendungen der Strömungslehre auf das Erdinnere 8.

Shukusuké Kôzu and Kôichi Kani. Viscosity Measurements of the Ternary System Diopside-Albite-Anorthite at High Temperatures 153.

Chaim L. Pekeris. Thermal convection in the interior of the earth 98.

4. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste; Seismik

Gebirgsbildung, Vulkanismus, Kontinentalverschiebung

Gakurô Imamura. Classification of Crustal Movements 5.

J. P. Jacobsen. Unterliegt die Höhendifferenz zweier fester Punkte bei Hornbaek und Gjedser einer jährlichen Variation? 39.

G. Kirsch. Anwendungen der Strömungslehre auf das Erdinnere 8.

J. Leonhardt. Salzmetamorphose und Salztektonik 39.

Naomi Miyabe. Study of Landslides 5.

August Sieberg. Gesetzmäßige Verteilung der tektonischen Verformungszonen in einer Geosynklinale 70.

Elastische Deformationen,
Seismizität,
Seismik, Gezeiten der festen Erde
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden,
Angewandte Geophysik)

- G. Angenheister. Ausbreitung von Maschinenschwingungen im Untergrund 5.
W. Bausch. Fahrbahn- und Gebäudeerschütterungen 69.
E. F. Baxter and J. A. Archer. Generation of forced oscillations on the seabed 99.
Hugo Benioff. Linear strain seismograph 182.
Charles Bois. Séisme à foyer anormalement profond 184.
— Séismes à foyer profond 185.
B. Brockamp. Ergebnisse der vom Geodätischen Institut 1933/34 ausgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark 116.
A. P. Crary, Maurice Ewing and E. B. Douglas. Propagation of Elastic Waves in Lake Ice 40.
Maurice Ewing, A. P. Crary and E. B. Douglas. Dispersion in Flexural Waves in Lake Ice 40.
B. Gutenberg and C. F. Richter. Seismic waves 40, 130.
— — Magnitude and energy of earthquakes 99.
Takahiro Hagiwara. Comparison of the Displacement, Velocity, and Acceleration Seismograms 6.
— Air Damper 153.
— Work of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University, during the year 1933—1934 184.
R. C. Hayes. Wave Characteristic of Deep-focus Earthquakes 68.
— Focal Depth of the Hawke's Bay Earthquake of February 2—3, 1931 184.
S. Heller. Zusammenhang zwischen Schwerkraft und seismischer Tätigkeit 97.
W. Hiller. Seismische Berichte der Württembergischen Erdbebenwarten 41.
— Die Erdbeben am Untersee 130.
— Erdbebenfähigkeit im Gebiete der Schwäbischen Alb 130.
Kumizi Iida. Viscoelastic Properties of Pitch-like Materials 7.
Win Inouye. Experiments on the Waves generated by the Rotation of Some Eccentric Masses 156.
Win Inouye and Hayabusa Kimura. Experiments on Artificial Earthquakes 6.

- Mishio Ishimoto. Diffusion des secousses sismiques dans la couche superficielle du terrain 6.
K. Jankow. Erdbebenstation in Sofia 130.
Harold Jeffreys. Surface waves of earthquakes 5.
— Ellipticity correction in seismology 5.
— Deep-focus earthquakes 99.
— Comparison of seismological stations 155.
— Structure of the earth down to the 20° discontinuity 185.
Yosio Katô. Magnetic Disturbance in the Seismic Area of the Semi-destructive Siduoka Earthquake of July 11, 1935 185.
Fuyuhiko Kishinouye. Microseisms of Four Seconds Period observed with Horizontal Seismographs 6.
R. Köhler. Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund 69.
— Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche 184.
E. Koridalin und S. Masarskij. Seismische Prospektion nach der Methode der reflektierten Wellen 64.
J. Lacoste et C. Bois. Premier mouvement du sol lors des tremblements de terre intéressant région européenne 8.
Archie Lamont. Palaeozoic Seismicity 184.
J. Joseph Lynch. Modern Seismology 184.
James B. Macelwane. Problems and progress on the geologicoseismological frontier 120.
H. Martin. Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen 68.
Takeo Matuzawa. Schattenwellen und Kernwellen 68.
Microseismische onrust 69.
Jelenko Mihailovic. Erdbebenkatastrophen in Albanien 157.
Takeshi Minakami. Distribution des mouvements initiaux d'un séisme dans le foyer se trouve dans la couche superficielle 6.
W. v. zur Mühlen. Seismische Bodenunruhe und Brandung 155.
Walter v. zur Mühlen. Seismische Oberflächenwellen und Fragen der Großtektonik Nord- und Mitteldeutschlands 184.
H. K. Müller. Vergleich von Laufzeitkurve und Gang des Emergenzwinkels bei Sprengungen 39.

- Genrokuro Nishimura and Kiyosh-Kanai. Effect of Discontinuity Surfaces on the Propagation of Elastic Waves 120.
- Genrokuro Nishimura. Effect of Discontinuity Surfaces on the Propagation of Elastic Waves 120.
- Takuji Ogawa. Great Earthquake of Northern Districts of Tango, 1927 184.
- Charles F. Richter. Instrumental earthquake magnitude scale 185.
- F. Rixmann. Abhängigkeit der Bodenbewegung bei Sprengungen von der Ladung 40.
- Gerhard Schmerwitz. Wirkungsweise eines Klinographen bei der Aufzeichnung von Neigungswellen 70.
- Gustav-Adolf Schulze. Ausbreitung sinusförmiger Bodenbewegung 70.
- Katsutada Sezawa. Rayleigh- and Love-waves transmitted through the Pacific Ocean and the Continents 7.
- Love-waves Generated from a Source of a certain Depth 68.
- Vibrational Causes of the Overturning of Railway Carriages on the Setagawa Bridge in the Tryphoon 156.
- Elastic Waves Produced by Applying Statical Force to a Body or by Releasing it from a Body 156.
- and Kiyoshi Kanai. Discontinuity in the Dispersion Curves of Rayleigh Waves 7.
- — Decay in the Seismic Vibrations of a Structure by Dissipation of their Energy into the Ground 8.
- — Decay Constants of Seismic Vibrations of a Surface Layer 8.
- — Periods and Amplitudes of Oscillations in *L*- and *M*-Phases 68.
- — *M_s* Seismic Waves 119.
- — Rate of Damping in Seismic Vibrations of a Surface Layer of Varying Density or Elasticity 119.
- — Decay in the Seismic Vibrations of a Simple or Tall Structure by Dissipation of their Energy into the Ground 119.
- — Energy Dissipation in Seismic Vibrations of a Framed Structure 120.
- — Nature of Microseisms of Local Type 156.
- — Effect of Sharpness of Discontinuities on the Transmission and Reflection of Elastic Waves 156.
- P. T. Sokolov. Eigenschaften der Laufzeitfunktion 157.
- V. C. Stechschulte. Deep-focus earthquakes and isotopy 120.
- Harlan T. Stetson. Correlation of deep-focus earthquakes with lunar hour angle and declination 69.
- R. Stoneley. Apparent velocities of earthquake waves over the surface of the earth 5.
- Ryûtarô Takahasi. Destructive Earthquake of Formosa 68.
- St. von Thyssen. Verwendung verschiedener Explosionen zur Erregung seismischer Wellen 180.
- N. N. Trubjatschinski. Geotektonik und Geomagnetismus 44.
- Karl Uller. Entwicklung des Wellenbegriffes 157.
- S. W. Visser. Deep-focus earthquakes in the international seismological summary 158.
- Kurt Werner. Verhalten der Luftdämpfung und Bestimmung des Dämpfungsgrades bei Seismographen und Erschütterungsmessern 66.
- F. J. W. Whipple. Recent Advances in Seismology 39.
- Theory of the strains in an elastic solid bounded by a plane when there is a nucleus of strain at an internal point, and relation of the theory to seismology 155.
- and A. W. Lee. Theory of microseisms 98.
- Seiti Yamaguti. Relations between Earthquakes and Precipitation, Barometric Pressure, and Temperature 119.
- Model Experiment on the Mechanism of Occurrence of Earthquake 156.

5. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde; Polarlicht, Radioaktivität

Erdmagnetismus

(Siehe auch Apparate und Meßmethoden, Angewandte Geophysik)

- E. V. Appleton and L. J. Ingram. Magnetic Storms and Upper-Atmospheric Ionisation 44.
- Hans Aschenbrenner und Georg Goubau. Registrierung rascher magnetischer Störungen 188.
- J. Bartels. Terrestrial-magnetic activity in the year 1933 and at Huancayo 190.
- R. Bock. Magnetische Reichsvermessung 1934/35 70.
- Frank T. Davies. Diurnal variation in magnetic and auroral activity at three high-latitude stations 190.

- G. Fenselau. Messung mit dem Quarzfaden-Horizontalintensitätsmagnetometer von la Cour in Potsdam, Seddin und Niemegk 188.
- Einfluß der mitschwingenden Luft bei den magnetischen Schwingungsbeobachtungen 188.
- J. A. Fleming. Oceanic magnetic survey of the Carnegie Institution of Washington by the British Admiralty 190.
- P. W. Glover. Magnetic secular-variation at Apia 9.
- H. Haalck. Erklärung der Ursache des Erd- und Sonnenmagnetismus und des luftelektrischen Vertikalstromes 188.
- Mankiti Hasegawa. Diurnal Variations of the Terrestrial Magnetism on Quiet Days 189.
- Rudolf Kanitscheider. Täglicher Gang der erdmagnetischen Elemente 189.
- Yosio Katô. Magnetic Disturbance in the Seismic Area of the Semi-destructive Siduoka Earthquake of July 11, 1935 185.
- J. G. Koenigsberger. Residual magnetism and measurement of geologic time 9.
- A. G. Mc Nish. Secular change in the magnetic solar-diurnal variations at the Huancayo 190.
- G. Meyer. Erdmagnetische Untersuchungen im Hegau 9.
- Saemon Tarô Nakamura and Yosio Katô. Variation of Magnetic Dip in Central Japan 162.
- Charles Poisson. Etude des anomalies magnétiques à Tananarive 100.
- Charles Poisson et André Savornin. Anomalies magnétiques au sommet du Rantoandro 121.
- A. Öpik. Mögliche geologische Deutung der magnetischen Anomalien Estlands 99.
- Ivo Ranzi. Variazioni del campo magnetico terrestre al livello della ionosfera 196.
- N. W. Rose. Allgemeine Magnetvermessung der USSR. 44.
- J. P. Rothé. Problèmes de magnétisme terrestre. Explication de la variation diurne du champ 121.
- J. M. Stagg. Aspects of the Current System Producing Magnetic Disturbance 100.
- N. N. Trubjatschinski. Geotektonik und Geomagnetismus 44.
- Max Topercz. Verbesserung einiger Werte der Vertikalintensität 182.
- M. Topercz. Methodik magnetischer Landesaufnahmen 8.

Polarlicht

Leuchten des Nachthimmels

- Albert Arnulf. Spectre ultraviolet du ciel nocturne 163.
- W. Brunner, jun. Mise en évidence d'une composante atmosphérique dans la lumière zodiacale 133.
- Jean Cabannes. Lumière du ciel nocturne d'après les recherches spectrographiques de Dufay et Cabannes 45.
- et Jean Dufay. Comparaison spectrophotométrique de la lumière zodiacale et de la lumière du ciel nocturne 45.
- — Peut-on identifier certaines radiations du ciel nocturne avec des bandes Schumann-Runge de la molécule d'oxygène? 122.
- — et Junior Gauzit. Présence de radiations de longueurs d'onde inférieures à 3000 Å dans le spectre du ciel nocturne 122.
- V. I. Černiajev, I. A. Khvostikov et K. B. Panschin. Répartition de l'énergie dans le spectre dans la lumière du ciel nocturne aux différentes heures de la nuit 163.
- Vs. Černiajev, I. Khvostikov et K. Panschin. Phénomènes observés dans la lumière diffusée par le ciel diurne 163.
- Georges Déjardin. Light of the Night Sky 104.
- G. Déjardin. Présence des bandes de Vegard-Kaplan dans les spectres du ciel nocturne et de l'aurore boréale 122.
- Jean Dufay. Spectre continu du ciel nocturne et diffusion de la lumière dans l'espace 104.
- V. G. Fesenkov (Fessenkoff). Analyse photométrique de la luminosité du ciel nocturne 10.
- Hubert Garrigue. Lumière du ciel nocturne 163.
- Leiv Harang and E. Tönsberg. Auroral Observatory at Tromsø 44.
- K. O. Kiepenheuer. Birkeland-Störmerische Theorie des Polarlichtes 9.
- Theorie der Sonnenkorona 14.
- Norwegian publications from the International Polar Year 1932—33 41.
- Lord Rayleigh and H. Spencer Jones. Light of the Night-Sky 10.
- Carl Störmer. Remarkable aurora-forms from southern Northway. Feeble homogeneous arcs of great altitude 104.
- L. Vegard and E. Tönsberg. Enhancement of Red Lines and Bands in the Auroral Spectrum from a Sunlit Atmosphere 163.

Erdströme, Erdladung
Luftlektrizität
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden,
Angewandte Geophysik)

- S. S. Banerjee and B. N. Singh. Effect of Lunar Eclipse on the Ionosphere 136.
- Tatv Darshi Bansal. Ionospheric height at Allahabad 160.
- D. G. Beadle. Curious After-Effect of Lightning 72.
- F. Böhme. Methods and results of testing thermal springs for radio-activity 158.
- P. L. Bellaschi. Lightning-Stroke Discharges in the Laboratory 133.
- L. V. Berkner. Relation of the Pacific eclipse of June 8, 1937, to investigations of changes of ionization of the ionosphere 17.
- J. Böhme. Neuere Blitzforschung 121.
- M. Bontch-Bruevitch. Electrical state of upper stratosphere in polar regions (Kennelly-Heaviside layer) 195.
- H. G. Booker. Application of the Magneto-Ionic Theory to the Ionosphere 15.
- C. Bourgonnier. Champ magnétique produit en présence du sol par un conducteur parcouru par un courant alternatif 9.
- Joseph G. Brown. Diurnal Variation of the Earth's Potential Gradient 11.
- Theory of the Local Variation of the Earth's Electric Field 41.
- Local Variation of the Earth's Electric Field 41.
- Geoffrey Builder and A. L. Green. Modulation-frequency-change technique for ionospheric measurements 74.
- O. Burkard und G. Kunze. Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längenbereich um 10 m 47.
- Jean Chevrier. Conductibilité électrique de l'air et quelques facteurs météorologiques à l'Observatoire de Ksara (Liban) 191.
- John Collard. Search-coil method of measuring the A. C. resistivity of the earth 95.
- R. C. Colwell and A. W. Friend. D Region of the Ionosphere 161.
- R. C. Colwell, A. W. Friend and N. I. Hall. Production of Short Electrical Pulses 193.
- R. C. Colwell, A. W. Friend, N. I. Hall and L. R. Hill. Lower Regions of the Ionosphere 193.
- A. Dauvillier. Champ électrique terrestre, ionisation atmosphérique et courant vertical au Scoresby Sund, pendant l'Année Polaire 9, 42, 100.
- J. H. Dellinger. Radio Transmission Phenomenon 45.
- W. Dieminger. Zusammenhang zwischen dem Zustand der Ionosphäre und den Ausbreitungserscheinungen elektrischer Wellen 46.
- T. L. Eckersley. Frequency of Collision of Electrons in the Ionosphere 73.
- G. J. Elias. Untersuchungen und Probleme der Ionosphäre 47.
- G. J. Elias, J. A. de Bruïne en M. R. A. Deurvorst. Reflectiehoogte van de ionosfeer 47.
- F. T. Farmer. Apparatus for recording average amplitudes of wireless echoes 102.
- and J. A. Ratcliffe. Absorption of Wireless Waves in the Ionosphere 74.
- J. A. Fleming. Ionosphere-investigations conducted at College-Fairbanks, Alaska 17.
- J. Fuchs. Zerteilung der Appleton-(F)-Region der Ionosphäre 135.
- Ionosphärische Elektronentemperaturen und Hals-Störmer-Echo 135.
- Elektronentemperatur und täglicher Gang in der F-Region der Ionosphäre 193.
- Theodore R. Gilliland. Multifrequency ionosphere recording and its significance 16, 47.
- Georg Goubau. Dispersion in einem Elektronen-Ionen-Gemisch, das unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes steht 15.
- Dispersionstheorie der Ionosphäre 15.
- B. Sen Gupta, D. N. Chaudhuri and S. R. Khastgir. Ionospheric Height Measurements in Eastern Bengal by the Method of Signal-fading 193.
- Henry E. Hallborg. Terrestrial magnetism and its relation to world-wide short-wave communications 135.
- E. C. Halliday. Ionospheric equivalent heights 161.
- Leiv Harang. Änderungen der Ionisation der höchsten Atmosphärenschichten während der Nordlichter und erdmagnetischer Störungen 134.
- R. H. Healey. Influence of the Radiation Field from an Electrical Storm on Ionization Density of the Ionosphere 103.
- Helmuth Heinze. Schnelle Ladungsänderungen in Gewitterwolken 159.

- John T. Henderson. Direction finding of atmospherics 43.
- A. R. Hogg. Mobility of the small ions of the atmosphere 131.
- J. Hollingworth. Structure of the ionosphere 17.
- E. O. Hulburt. Ionosphere, skip distances of radio waves, and propagation of micro-waves 75.
- Joh. Nep. Hummel. Messung der elektrischen Strömung im räumlichen Leiter 73.
- Th. V. Ionescu et C. Mihul. Structure de l'ionosphère et propagation des ondes électriques courtes 162.
- H. Israël-Köhler (vorm. H. Israël). Luftelektrische Messungen in Leiden 41.
- Karl G. Jansky. Source of interstellar interference 75.
- J. C. Jensen. Dodge, Nebraska, „fire-ball“ 191.
- R. Jouaust. Constitution de l'ionosphère 196.
- État de nos connaissances sur l'ionosphère 162.
- K. Kähler. Luftelektrische Verhältnisse in der norddeutschen Tiefebene 131.
- Samuel S. Kirby and Elbert B. Judson. Studies of the ionosphere 16.
- S. S. Kirby, T. R. Gilliland and E. B. Judson. Ionosphere studies during partial solar eclipse of February 3, 1935 194.
- , — and N. Smith. Ionosphere, Sunspots, and Magnetic Storms 74.
- Gerhard Kunze. Ausbreitungsbedingungen für drahtlose Wellen im Längsbereich um 20 m 47.
- Fadingbeobachtungen im nordwestdeutschen Küstengebiet 73.
- Sind Hagelschläge luftelektrisch bedingt? 116.
- R. M. Langer. Radio Noises from the Galaxy 121.
- G. Leithäuser. Distriktshörbarkeit 160.
- Ken-ichi Maeda. Ionospheric measurement at Losap Island during the solar eclipse of February 14, 1934 101.
- D. J. Malan, B. F. J. Schonland and H. Collens. Intensity Variations in the Channel of the Return Lightning Stroke 43.
- D. F. Martyn and O. O. Pulley. Temperatures and Constituents of the Upper Atmosphere 160.
- Emile Mathias. Théorie de Dauzère sur la conductibilité de l'air dans les régions exposées à la foudre 71.
- Léon Mercier. Rayonnement de la lune. Son influence sur la propagation des ondes hertziennes 101.
- S. K. Mitra. Ionosphère dans l'Inde 191.
- C Region of the Ionosphere 195.
- Harald Müller. Blitzströme 159.
- A. Wheeler Nagy. Experimental study of parasitic wire reflectors on 2,5 meters 121.
- R. Naismith. Apparatus for the Investigation of the Ionosphere 136.
- Tomozo Nakai. Correlation of radio atmospherics with meteorological conditions 162.
- H. W. Newton. Active Group of Sunspots and Unusual Conditions in the Ionosphere 103.
- J. J. Nolan and V. H. Guerrini. Diffusion coefficients and velocities of fall in air of atmospheric condensation nuclei 71.
- and P. J. Nolan. Method for counting atmospheric ions and determining their mobilities 12.
- Harald Norinder. Lightning currents and their variations 72.
- Relation between lightning discharges and atmospherics in radio receiving 160.
- O. O. Pulley. Receiver discriminating between right and left-hand circularly polarized wireless waves 74.
- H. Rakshit and J. N. Bhar. C Region of the Ionosphere 195.
- N. S. Subba Rao. Nature of Atmospherics 43.
- Martin Rodewald. Norddeutsches Hochdruck-Gewitter vom 19. August 1932 159.
- W. J. Rooney. Seasonal variation in earth-currents at Tucson, Arizona 190.
- Paul Rougerie. Relation entre l'activité solaire et l'amplitude diurne des courants telluriques 133.
- J. P. Schafer and W. M. Goodall. Eclipse Effects in the Ionosphere 46, 100.
- Hilda Schaumann. Dénombrements d'ions faits à Glaris par le foehn et dans d'autres situations météorologiques 132.
- Teodor Schlomka. Elektrodynamische Kräfte in der Atmosphäre 186.
- B. F. J. Schonland, D. J. Malan and H. Collens. Progressive Lightning 72.
- Georg Schou. Diskontinuität in der negativen Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft an Fronten 134.
- F. Schultheiss. Abnormale Ionisierung der Ionosphäre 194.

- A. M. Skellett. Correlation of radio transmission with solar phenomena 46, 100.
- L. B. Snoddy, E. J. Workman and J. W. Beams. Photographic Study of Lightning 191.
- Eugenie Soru und N. Wolodkewitsch. Über Unipolarisierung der künstlichen Luftbeladung in Räumen 159.
- Harlan T. Stetson. Present sun-spot cycle 103.
- Lunar effect on the ionosphere from radio measurements 194.
- K. Stoye. Hörbarkeit einer Grenzwellen (10 m) und solare Vorgänge 102.
- Nicolas Stoyko et Raymond Jouaust. Propagation des ondes radioélectriques courtes dans la région des aurores polaires 16.
- H. U. Sverdrup. Eddy conductivity of the air over a smooth snow field 131.
- P. Syam. D layer 103.
- A. Thoma. Untersuchungen und Probleme der Ionosphäre 47.
- Mong-Kang Ts'en and Ngaisi H. Chang. Ionosphere layers over China 136.
- Balth. van der Pol. Interaction of radio waves 45.
- K. W. Wagner und K. Fränz. Periodische und unregelmäßige Vorgänge in der Ionosphäre 14.
- G. R. Wait. Intermediate Ion of the Atmosphere 43.
- Ionization Balance of the Atmosphere Near the Earth's Surface 101.
- Small-ion production in the atmosphere 191.
- G. R. Wait and O. W. Torreson. Diurnal variation of intermediate and large ions of the atmosphere at Washington 192.
- B. Walter. Intermittent Lightning Discharges 71.
- Abspringen des Blitzes von einer fertigen Bahnlinie 71.
- Verwendung des Aluminiums für Blitzableiterableitungen 72.
- R. A. Watson-Watt, L. H. Bainbridge-Bell, A. F. Wilkins and E. G. Bowen. Return of Radio Waves from the Middle Atmosphere 161.
- S. K. Mitra. Dasselbe 161.
- N. Weger. Bei Ionenmessungen mit Zylinderkondensatoren auftretende Störungen 14.
- William H. Wenstrom. Radiometeorography as applied to unmanned balloons 46.
- F. J. W. Whipple and F. J. Scrase. Point discharge in the electric field of the earth 192.
- F. W. G. White and L. W. Brown. Reflexion Coefficient of the Ionosphere for Wireless Waves 102.
- L. C. Young and E. O. Hulburt. Radio and the Sunspot Cycle 193.
- Hans Zickendraht. Etude de l'ionosphère au moyen d'ondes électromagnétiques 101.
- W. Zimmerschied. Adsorption atmosphärischer Ionen an Aktivkohle 11.
- F. Zwicky. Where can Negative Protons Be Found? 13.

Radioaktivität

(Siehe auch Zusammensetzung der Erde)

- G. Äckerlein. Emanationsforschung im Erdinnern 128.
- G. Aliverti. Metodo Aliverti per misura di radioattività atmosferica 104.
- Ancoraggio del radon a particelle degli aerosol 187.
- G. Aliverti e G. Rosa. Ancoraggio dell'emanazione di radio a nuclei 10.
- Y. K. Hsü and Y. M. Hsieh. Emanation content of hot springs and artesian wells in Peiping area 182.
- H. Israëli-Köhler. Adsorption von RaEm an Aerosolteilchen 134.
- und F. Becker. Emanationsgehalt der Bodenluft und Untergrundtektonik 128.
- H. Israëli-Köhler, L. Ameely und E. Opitz. Radiumemanation in Bodenluft als Heilmittel 121.
- Walter Kosmath und Otto Gerke. Radioaktives Klima und radioaktives Milieu von Badgastein 11.
- O. Macek. Anlagerung der Radonatom an Aerosole 42.
- Sorption von Radon an Aerosolen 133.
- Otto Macek. Sorption von Radon und seiner Folgeprodukte durch Aerosole 187.
- Heinrich Mache und Georg Markstein. Abgabe von Emanation an fließendes Wasser aus radiumhaltigem Gestein 10, 41.
- B. Romeis, J. Wüst und J. Wimmer. Photographischer Nachweis der Erdstrahlen 12.
- G. Rosa. Adsorption der Ra-Em an Staubteilchen 42.
- Ancoraggio del RaA, del RaB e del RaC als pulviscolo 134.

Marcel Roubault. Radioactivité de quelques sources sauvages de la Kabylie de Collo 186.

P. Robert Zeilinger. Nachlieferung von Radiumemanation aus dem Erdboden 158.

6. Ultrastrahlung (Höhenstrahlung)

I. Adamczewski. Number of Ions produced in Dielectric Liquids by Cosmic Rays 168.

Carl D. Anderson, R. A. Millikan and Seth H. Neddermeyer. High Altitude Measurements on the Energies of Cosmic-Ray Tracks 106.

Pierre Auger. Hypothèse sur la nature des rayons cosmiques 78.

— Hypothèse sur la nature et les propriétés des rayons corpusculaires cosmiques 79.

— et Albert Rosenberg. Analyse du rayonnement corpusculaire cosmique sous un écran de 28^m de sol 79.

—, Louis Leprince-Ringuet et Paul Ehrenfest Jr. Analyse du rayonnement cosmique à l'altitude de 3500 mètres 139.

A. H. Barnes. Thin Wall Geiger-Müller Counter 118.

J. Barnóthy und M. Forró. Höhenstrahlung und Nova Hercules 18.

— Diurnal Variation of Cosmic Ray Intensity and Nova Hercules 52.

— Solare Komponente der Ultrastrahlung 81.

— Impulzzähler für rasch aufeinanderfolgende Impulse 138.

— Meteorologisch-magnetische Einflüsse auf die Ultrastrahlungsintensität aus Dauerregistrierungen mit Koinzidenzanordnungen 165.

G. Bernardini und D. Bocciarelli. Absorption der durchdringenden Korpuskularstrahlung unter verschiedenem Zenit 105.

C. Bialobrzewski et I. Adamczewski. Application des diélectriques liquides à l'étude des „sauts“ d'ionisation provoqués par les rayons cosmiques 79.

P. M. S. Blackett. Ultrastrahlungsproblem 48.

— Electro-Magnet and Cloud Chamber 196.

— and R. B. Brode. Energy of Cosmic Rays. Curvature Measurements and the Energy Spectrum 196.

J. K. Bøggild. Højdestraaelingen 48.

J. Bøggild. Abhängigkeit der Hoffmannschen Stöße von der Panzerdicke 54.
— Verwandtschaft zwischen Hoffmannschen Stößen und Schauern 141.

E. M. Bruins. Kosmische Korpuskularstrahlung im erdmagnetischen Felde 18.

Hugh Carmichael. Nature of Large Cosmic-Ray Bursts 124.

Walter Christoph. Koinzidenzunschärfe bei Zählrohren 198.

J. C. Clark. Measurement of the Absolute Probability of K-Electron Ionization of Silver by Cathode Rays 52.

J. Clay. Positive and negative primaries, north-south asymmetry, difference of decrease in lead at different latitudes 19.

— Nature of Cosmic Rays 77.

— Range of a single shower particle produced by cosmic rays in lead, iron and aluminium 142.

— Decrease of the primary cosmic radiation in different materials 169.

— and P. H. Clay. Decrease of primary cosmic radiation and showers in water down to a depth of 300 m 77.

— and C. G. 't Hooft. Arrangement for measuring the cosmic ray ionisation in deep water 141.

—, C. G. 't Hooft and P. H. Clay. Variation of intensity of cosmic radiation in the magnetic field of the earth between Amsterdam and North Cape 76.

Arthur H. Compton. Composition of cosmic rays 53.

— Recent Developments in Cosmic Rays 105.

Max G. E. Cosyns. Geomagnetic Effect on Cosmic Radiation in the Stratospheres 140.

D. B. Cowie. Geiger-Counter Characteristics with Applied Potentials Reversed 81.

W. E. Danforth, Jr. Analysis of cosmic ray deflection experiments 53.

W. E. Danforth and W. F. G. Swann. Deflection of Cosmic-Ray Secondaries by Magnetized Iron 107.

— Deflection of Cosmic-Ray Charged Particles in Passing Through Magnetized Iron 167.

M. Delbrück and N. W. Timoféeff-Resovsky. Cosmic Rays and Origin of Species 171.

Richard L. Doan. Statistical Fluctuations of Cosmic-Ray Ionization in New Recording Meter 19.

— Increased Frequency of Cosmic-Ray Bursts with Reduced Shielding 53.

- Richard L. Doan. Effect of Rainfall on Ionization Registered by Recording Cosmic Meter with Top Shield Removed 106.
- Fluctuations in Cosmic-Ray Ionization as Given by Several Recording Meters Located at the Same Station 140.
- Angelo Drigo. Häufigkeit der sekundären Erscheinungen der das Blei durchdringenden Strahlung 48.
- A. Ehmert. Richtungseffekt der Ultrastrahlung 81.
- Alfred Ehmert. Sternzeitgang der Ultrastrahlungsintensität 165.
- und Adolf Trost. Registrierung von Zählrohrkoinzidenzen 166.
- W. Ehrenberg. Connexion Between Cosmic Ray Showers and Bursts 199.
- Paul Ehrenfest Jr. et Pierre Auger. Clichés de rayons cosmiques obtenus au Laboratoire International du Jungfrau-joch 139.
- Robley D. Evans and Russell W. Raitt. Radioactivity of the Earth's Crust and its Influence on Cosmic-Ray Electroscope Observations Made Near Ground Level 50.
- Arnold Flammersfeld. Zählwerk mit großem Auflösungsvermögen 197.
- D. H. Follett and J. D. Crawshaw. Production of Cosmic Ray Showers at a Considerable Depth below Ground-Level 77.
- Cosmic Ray Measurements under Thirty Metres of Clay 199.
- Heinrich Friesen. Cosmic Rays and Mutations 171.
- Arno Gastell. Apparatur mit Kompensationsvorrichtung zur gleichzeitigen Messung der Ionisationsstöße und der Intensität der Ultrastrahlung 123.
- Ionisationsstöße der Ultrastrahlung 123.
- H. Geiger. Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung 18.
- und O. Zeiller. Häufigkeit und Größe der von den kosmischen Ultrastrahlen in Blei ausgelösten Schauer 48.
- Radhesh Ghosh. Höhenstrahlenschauer 164.
- B. Gross. Analyse der Ultrastrahlung 105.
- Analyse der Höhenstrahlen 105.
- Übergangseffekt der Ultrastrahlung beim Eintritt in die Atmosphäre 166.
- Übergangseffekt der kosmischen Strahlen 167.
- Egon K. Heidel. Von den kosmischen Sekundärelektronen ausgelöste weiche D-Strahlung 21, 50.
- W. Heisenberg. „Schauer“ in der Höhenstrahlung 196.
- G. Herzog und P. Scherrer. Höhenstrahlungsmessungen mit einer Wilsonkammer am Jungfrau-joch 49.
- Mesure des rayons cosmiques effectuée au moyen d'une chambre de Wilson, au Jungfrau-joch 75.
- F. Hess. Täglicher Gang der kosmischen Ultrastrahlung 18.
- Victor F. Hess and H. Th. Graziadei. Diurnal variation of the cosmic radiation 141.
- and Rudolf Steinmaurer. Cosmic Rays from Nova Herculis? 51.
- R. Hilgert und W. Bothe. Struktur der kosmischen Ultrastrahlung 123.
- R. Hosemann. Rückwärts gerichtete, weiche Sekundäreffekte der Ultrastrahlung 164.
- Ludwig Jánossy. Neue Zählrohr- und Koinzidenztheorie 138.
- Thomas H. Johnson. Evidence for a Positron-Negatron Component of the Primary Cosmic Radiation 19.
- Directional Survey of Cosmic-Ray Intensities and Its Application to the Analysis of the Primary Cosmic Radiation 51.
- Nature of the cosmic radiation 78.
- and Donald N. Read. Automatic Coincidence Counter Measurements on Shipboard of the Cosmic-Ray Latitude Effect 170.
- H. Kulenkampff. Durchgang der Ultrastrahlung durch die Materie 138.
- F. N. D. Kurie and J. J. Livingood. Mechanical Method for Computing the Energy Values to be Associated with a Fork in a Cloud Chamber Caused by the Disintegration of a Nucleus by a Neutron 141.
- Lawrence M. Langer and R. T. Cox. Directionally Selective Ion-Counter 106.
- Alexander Langsdorf, Jr. Continuously Sensitive Cloud Chamber 142.
- Ernst Lenz. Elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen 80.
- Louis Leprince-Ringuet. Partie ultra-pénétrante du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue 106.
- Signe et nature des particules ultra-pénétrantes du rayonnement cosmique 106.
- Partie ultra pénétrante corpusculaire du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue 139.

- Louis Leprince-Ringuet. Cosmic Ray Particles of High Penetrating Power 170.
- George A. Linhart. Penetration of solar and cosmic rays into fresh water lakes 107.
- Gordon L. Locher. Portable Counter-Controlled Wilson Cloud Machine of New Design 167.
- W. Messerschmidt. Untersuchungen der Ionisation durch Ultrastrahlung mit einer Doppelkammer 169.
- Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße 197.
- Erwin Miehlnickel und Herbert Osterwisch. Abhängigkeit des Ionisationsstromes von den Dimensionen geschlossener Kleinkammern 197.
- Robert A. Millikan und H. Victor Neher. Precision World Survey of Sea-Level Cosmic-Ray Intensities 198.
- R. A. Millikan, H. V. Neher and S. Korff. New High Altitude Measurements on Cosmic-Ray Intensities 168.
- C. G. Montgomery and D. D. Montgomery. Variation with Altitude of the Production of Bursts of Cosmic-Ray Ionization 76.
- — Showers of Rays Which Produce Bursts of Cosmic-Ray Ionization 76.
- — Measurement of cosmic ray showers by means of Geiger-Müller counters 107.
- , W. E. Ramsey and W. F. G. Swann. Search for Protons in the Primary Cosmic-Ray Beam 168.
- J. E. Morgan and W. M. Nielsen. Shower Production in Small Thickness of Lead and Other Elements 80.
- R. T. K. Murray. Recording Field Current Electrons with a Geiger-Müller Counter 140.
- H. V. Neher and W. W. Harper. High Speed Geiger-Counter Circuit 197.
- F. H. Newman and H. J. Walke. Cosmic Ray Ions and Shower producing Radiation 20.
- Heinz Nie. Natur und Reichweite der bei den Hoffmannschen Stößen wirksamen Strahlenpartikel 137.
- L. W. Nordheim. Probability of Radiative Processes for Very High Energies 140.
- A. W. Nye. Absorption of Cosmic Radiation in Matter 49.
- W. H. Pickering. Geographical Variation of the Cosmic-Ray Showers 197.
- G. Pfozter. Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur 49.
- G. Pfozter. Dreifach-Koinzidenzen in der Stratosphäre bis 10 mm Luftdruck 164.
- Josef A. Priebisch. Zählrohruntersuchungen über die Sekundärstrahlung der kosmischen Ultrastrahlung in 2300 m Höhe 137.
- R. Pyrkosch. Neuere Forschungen auf dem Gebiete der kosmischen Strahlung 48.
- Erich Regener. Ultrastrahlungsmessungen in großen Wassertiefen und Radioaktivität von Trockenbatterien 164.
- J. R. Richardson and F. N. D. Kurie. Measurement of Gamma-Ray Energies with a Cloud Chamber 141.
- Erich Regener and Georg Pfozter. Vertical Intensity of Cosmic Rays by Threefold Coincidences in the Stratosphere 49.
- Bruno Rossi und Raffaello Boldrini. Ionisationsmessungen an Schwärmen, die erzeugt werden von kosmischer Strahlung in Blei 105.
- L. H. Rumbaugh and G. L. Locher. Nuclear Cosmic-Ray Particles in the Stratosphere, Using Photographic Emulsions 198.
- J. H. Sawyer. Absorption of Shower-Producing Cosmic Rays 198.
- P. Scherrer, H. Staub und H. Wäffler. Apparatur für langdauernde Registrierung des Intensitätsverlaufs der Höhenstrahlung 50.
- L. I. Schiff. Statistics of Geiger-Müller Tube Counters 143.
- Edwin G. Schneider. Cloud Chamber Study of the Ionization Produced by Cosmic Rays in the Neighborhood of a Block of Lead 167.
- J. Scholz. Messungsergebnisse der Ultrastrahlung auf Franz-Josefs-Land 54.
- A. Schwegler. Sekundäreffekte der kosmischen Primärstrahlung 20.
- Sekundäreffekt der kosmischen Ultrastrahlung 81.
- Russische Koinzidenzen hinter dicken Bleischichten 166.
- D. Skobeltzyn und E. Stepanowa. Anomalous Absorption of β -Rays 139.
- J. Solomon. Désintégrations provoquées par le rayonnement cosmique 139.
- E. G. Steinke. (Nach Messungen von V. F. Hess, R. Steinmaurer, C. O'Brien, B. F. J. Schonland, B. Delatizky und H. Nie.) Ultrastrahlung und Nova Herculis 123.
- R. Steinmaurer. Kosmische Ultrastrahlung in Innsbruck und auf dem Hafelekar 21.

- E. C. Stevenson and J. C. Street. Nature of the Penetrating Cosmic Radiation at Sea Level 19.
- — Cosmic-Ray Showers Produced by Electrons 52.
- — Cloud Chamber Photographs of Counter Selected Cosmic-Ray Showers 142.
- Carl Størmer. Trajectories of Electric Particles in the Field of a Magnetic Dipole with Application to the Theory of Cosmic Radiation 18, 79.
- K. H. Strauss. Verwendungsmöglichkeit einer Urankompensation zur exakten Messung der Ultrastrahlung 137.
- J. C. Street and E. C. Stevenson. Design and Operation of the Counter Controlled Cloud Chamber 142.
- J. C. Street, E. G. Schneider and E. C. Stevenson. Heavy Particles from Lead 52.
- W. F. G. Swann. Corpuscular Theory of the Primary Cosmic Radiation 80.
- Protons As Primary Cosmic Rays 170.
- and D. B. Cowie. Effect of Cosmic-Ray Energy Upon Stoss Production 53.
- — Effect of Primary Cosmic-Ray Energy Upon Burst Production 53.
- and G. L. Locher. Variation of cosmic ray intensity with direction in the stratosphere 140.
- H. Hamshaw Thomas. Cosmic Rays and Origin of Species 107, 171.
- L. A. Van Wijk and H. Zanstra. Magnetic deflection of cosmic rays in the equatorial plane 107.
- H. Volz. Anomale Streuung von α -Strahlen 166.
- Arthur Wagner. Täglicher Gang der kosmischen Ultrastrahlung 48.
- H. J. Walke. Positive und Negative Ions in the Primary Cosmic Radiation 137.
- F. Weischedel. Methode zur Registrierung Hoffmannscher Stöße 65.
- Fritz Weischedel. Absorptionskurve der Ultrastrahlung im Bodensee 187.
- T. R. Wilkins and H. St. Helens. Tracks of Atomic Cosmic-Ray Corpuscles in Photographic Emulsions 170.
- H. R. Woltjer. Variaties in de cosmische straling 49.
- R. H. Woodward. Variation of Cosmic-Ray Showers with Altitude from Counter Measurements 169.
- and J. C. Street. Absorption of Cosmic-Ray Electrons in Lead 19.
- — Absorption of Cosmic-Ray Electrons at 10,600 Ft. and at Sea Level 106.
- R. T. Young, Jr. Frequency of Occurrence of Cosmic-Ray Bursts as a Function of Altitude and Size of Burst 170.
- H. Zanstra. Evidenz für Supernovae als Erzeuger kosmischer Strahlung 169.
- O. Zeiller. Durchdringungsvermögen der kosmischen Sekundärstrahlen 20.
- S. Ziemecki. Rock salt absorption of cosmic rays 53.
- St. Ziemecki and K. Narkiewicz-Jodko. Variation of Cosmic Ray Intensity with Height in the Atmosphere 168.
- F. Zwicky. Extraterrestrische Wirkungen der Ultrastrahlung 50.
- Absorption of cosmic rays in the Milky Way 166.

7. Physik des Meeres (Gletscher, Flüsse und Seen)

- Physikalische und chemische Eigenschaften des Meerwassers, Schichtungen und Strömungen, Lotungen, Eisverhältnisse
- Willy Bein, Heinz-Günther Hirsekorn und Lotte Möller. Konstantenbestimmungen des Meerwassers und Ergebnisse über Wasserkörper 81.
- Georges Claude. Campagne de la Tunisie 125.
- E. Kuhlbrodt. Lufttemperatur-Bestimmung auf See; Größe der Temperaturdifferenz Luft—Wasser auf dem Atlantischen Ozean 199.
- J. W. Sandström. Geophysische Untersuchungen im Nordatlantischen Meer 22.
- Bruno Schulz. Hydrographische Lage im Kattegat im August 1931 204.
- M. Lurie und Michailoff. Verdunstung von Wasser aus offenen Oberflächen 171.
- Håkon Mosby. Verdunstung und Strahlung auf dem Meere 200.
- H. U. Sverdrup. Maritimes Verdunstungsproblem 108.
- N. Weger. Dampfdruck und Verdunstung bei Meerwasser 55.
- K. Kalle. Meereskundliche Untersuchungen mit Hilfe des Zeisschen Pulfrich-Photometers 54.
- Hans Pettersson. Transparency of Sea-Water 107.
- Wilson M. Powell and George L. Clarke. Reflection and Absorption of Daylight at the Surface of the Ocean 145.
- C. L. Utterback and Wilhelm Jorgensen. Scattering of Daylight in the Sea 201.

- E. Allan Williams and C. L. Otterback. Seasonal Changes in Components of Submarine Daylight 82.
- A. Keith Brewer. Mass-Spectrographic Determination of the Constancy of the Atomic Weight of Potassium in Ocean Water 124.
- Iver Igelsrud with Thomas G. Thompson. Equilibria in the Saturated Solutions of Salts Occurring in Sea Water 124.
- H. Wattenberg. Kalkauflösung und Wasserbewegung am Meeresboden 55.
- und E. Timmermann. Sättigung des Seewassers an CaCO_3 und anorganogene Bildung von Kalksedimenten 82.
- Hidetosi Arakawa and Motozi Yositate. Elevation of the Surface of the Sea under the Influence of a Travelling Low Pressure 145.
- J. P. Jacobsen. Unterliegt die Höhendifferenz zweier fester Punkte bei Hornbaek und Gjedser einer jährlichen Variation? 39.
- Hidetosi Arakawa. General and Secondary Circulations of the Ocean 144.
- Hidetosi Arakawa, Syunji Ooma and Wakako Nagaoka. Secondary Circulation of Ocean Produced by Winds 144.
- A. Defant. Äquatorialer Gegenstrom 125.
- G. Dietrich. Aufbau und Bewegung von Golfstrom und Agulhasstrom 145.
- Koji Hidaka. Stationary Drift Currents in the Ocean 200.
- T. Okada. Correlative Oscillations of the Surface Water Temperature of the Oyasio and the Kuroshio 152.
- Wilh. Schmidt. Cause of Oil Patches on Water Surfaces 171.
- H. Thorade. Beständigkeit und Streuung bei Strömen 82.
- Strombeobachtungen am Nordausgange des Kattegats 204.
- Georg Wüst. Ausbreitung des antarktischen Bodenwassers im Atlantischen und Indischen Ozean 22.
- Tiefenzirkulation im Raume des Atlantischen Ozeans 108.
- K. Lüders. Beobachtungen bei einem Wirbelsturm im Gebiet der Außenjade 175.
- Willy Rudloff. Golfstromzyklonen 199.
- P. Scherhag. Entstehung der Golfstromzyklonen 199.
- Herbert Grove Dorsey. Dorsey fathometer 108.
- C. C. Ennis. Regional constant correction factors for reduction of echo soundings 22.
- Masito Nakano. Depth Distribution of Hakodate Bay as Influenced by the Action of Prevailing Winds 124.
- Depth Distribution of Mano Bay (Sado Island) as Influenced by the Action of Prevailing Winds 125.
- Rudolf Forstinger. Eisverhältnisse der Südpolargebiete 186.
- W. W. Sulejkin. Voice of the sea 125.
- W. v. zur Mühlen. Seismische Bodenunruhe und Brandung 155.
- K. Lüders. Großrücken mit Schilfbedeckung in der Flachsee 199.
- Periodische Schwingungen, Gezeiten
- E. F. Baxter and J. A. Archer. Generation of forced oscillations on the seabed 99.
- G. R. Goldsbrough. Tidal Oscillations in an Elliptic Basin of Variable Depth 171.
- S. F. Grace. Tides in a channel 126.
- Friction in the tidal currents of the Bristol channel 200.
- Koji Hidaka. Seiches due to a Submarine Bank (Bank Seiches) 144.
- A Theory of Shelf Seiches 145.
- Ritz's Variation Method to the Determination of Seiches in a Lake 200.
- Kwanichi Koenuma. Seiches of Lake 143.
- Lange. Einheitliche Nullpunkthöhe der Pegel im deutschen Tidegebiet 81.
- K. Lüders. Beziehungen zwischen Gezeitenstrom einerseits und Wandermaterial und Sediment andererseits 54.
- S. Sakuraba. Effect of Varying Depth on the Stability of Stationary Oscillations in a Lake or a Sea 144.
- Katsutada Sezawa. Growth and Decay of Seiches in an Epicontinental Sea 124, 143.
- H. Solberg. Freie Schwingungen einer homogenen Flüssigkeitsschicht auf der rotierenden Erde 201.
- Takeo Suzuki. Seiche in the Tôkyô Bay Caused by the Land Upheaval on the Occasion of the Great Earthquake 143.
- Ihatai Tuboi. Free Oscillations in a Lake having Non-elongated and Smooth Boundary 171.
- Gletscher, Flüsse, Seen
- Kurt Wegener. Temperatur am Boden des grönländischen Inlandeises 186.
- Norbert Lichtenecker. Gletscheruntersuchungen in der Sonnblickgruppe 157.

- H. Springstube. Niederschlagssingularitäten und Flußwasserfärbung 210.
 Max Auerbach. Hydrographie und Hydrobiologie des Bodensees 200.
 V. Conrad. Oberflächentemperaturen in Alpanseen 109.
 Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in österreichischen Seen 60, 172.
 J. Mendelejev. Densité anormale des eaux des couches profondes du lac Baïcal 55.

8. Physik der Atmosphäre

- Zusammensetzung der Atmosphäre (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
 Daniel Barbier, Daniel Chalonge et Etienne Vassy. Mesure de l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique pendant l'hiver polaire 63.
 — — — Teneur en ozone des couches basses de l'atmosphère pendant l'hiver, à Abisko 180.
 L. F. Curtiss and A. V. Astin. High altitude stratosphere observations 172.
 Alexandre Dauvillier. Dosage de l'ozone atmosphérique 63.
 J. Fuchs. Aufbau der Stratosphäre nach elektrophysikalischen Untersuchungen 28.
 N. Fuchs und N. Oschman. Bildung von Aerosolen 63.
 F. W. P. Götz, M. Schein und B. Stoll. Messungen des bodennahen Ozons in Zürich 63.
 J. B. S. Haldane. Carbon Dioxide Content of Atmospheric Air 150.
 Adolphe Lepape et Georges Colange. Composition de l'air de la stratosphère 28.
 — — Helium Content of the Stratosphere and of the Air at the Earth's Surface 128.
 A. R. Meetham and G. M. B. Dobson. Vertical Distribution of Atmospheric Ozone in High Latitudes 27.
 F. A. Paneth. Helium Content of the Atmosphere 180.
 — — — and E. Glückauf. Helium Content of the Stratosphere 91.
 Karl Ernst Stumpf and Gerhart Jander. General properties of disperse systems composed of solid and liquid non-volatile particles 209.
 M. A. Tuve, E. A. Johnson and O. R. Wulf. Experimental Method for Study of the Upper Atmosphere 118.
 E. Vassy. Ozone atmosphérique 127.
 Kurt Wegener. Ozonfrage 186.

- Luftdruck, Luftströmungen, Gezeiten
 (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
 Henryk Arctowski. Transports de masses atmosphériques durant le mois de Janvier 1901 204.
 H. Arctowski et J. Tešla. Transports de masses atmosphériques survenus au cours du mois de mars 1931 204.
 G. Böhme. Analyse des gros orages du 9 septembre 1934 en Suisse 147.
 G. Dedeant und Ph. Wehrli. Hydrodynamische Theorie der allgemeinen Luftzirkulation 86.
 — — — Circulation générale de l'atmosphère 112.
 — — — Ph. Schereschewsky et Ph. Wehrli. Théorie de la circulation générale de l'atmosphère. Champ moyen de température 22.
 — — — Théorie de la circulation générale de l'atmosphère. Loi de rotation et champ de pression 112.
 Fritz Engelmann. Singularität im Druckverlauf Ende November, ihr innerer Aufbau und ihr Einfluß auf den Temperaturverlauf Europas im Dezember 126.
 Hans Ertel. Advektiv-dynamische Theorie der Luftdruckschwankungen und ihrer Periodizitäten 111.
 — — — Stromfelddivergenz und Luftdruckänderung 111.
 H. von Ficker. Wärmeumsatz innerhalb der Passatzirkulation 203.
 W. Findeisen. Feinuntersuchungen des atmosphärischen Windgefüges 110.
 Otto Fink. Thermodynamik strenger und milder Winter 211.
 E. Gherzi. Enregistrement de la vitesse du vent durant les orages d'été 147.
 Antonio Gião. Theorie des allgemeinen Kreislaufes der Atmosphäre 112.
 Karl Gödecke. Atmosphärische Turbulenz in Bodennähe mit einer Hitzdrahtmethode 56.
 B. Haurwitz. Change of wind with elevation under the influence of viscosity in curved air currents 55, 127, 148.
 — — — Vertical wind distribution in anticyclones, extratropical and tropical cyclones under the influence of eddy viscosity 148.
 Th. Hesselberg. Eigenschaften des Windes 85.
 W. Immler. Abtrieb und Luvwinkel 202.
 Heinrich Jung. Stereophotogrammetrische Vermessung von Pilotballonbahnen an Berghängen 55.

- Horst Günther Koch. Temperaturverhältnisse und Windsystem eines geschlossenen Waldgebietes 23.
- Adam Kochański et Wacław Wiszniewski. Courants verticaux dans les portions supérieures de la troposphère et dans la stratosphère 204.
- Adam Kochanski. Etudes sur les courants thermiques lors des Cumulus 204.
- Kwan'iti Koenuma. Problems of Waves Propagating in the Atmosphere 174.
- H. Lettau und W. Schwerdtfeger. Untersuchungen über atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus 111.
- Friedrich Wilhelm Nitze. Nächtliche Austauschströmungen in der bodennahen Luftschicht 23.
- E. Palmén. Temperatur-, Druck- und Windverhältnisse in den höheren Teilen einer okkludierten Zyklone 111.
- W. Portig. Numerische Berechnung des stratosphärischen Einflusses auf den Bodendruck 83, 112.
- Wilfried Portig. Gleichzeitige Temperatur- und Luftdruckänderungen in der freien Atmosphäre 113.
- P. Raethjen. Zeitliche Änderungen der Horizontalwindstärke und Abweichungen vom barischen Windgesetz 205.
- P. K. Raman. Measurement of the transmission of heat by convection from insulated ground to the atmosphere 201.
- K. R. Ramanathan and K. P. Ramakrishnan. Measurement of vertical currents in the atmosphere, mainly of thermal origin, with pilot balloons 147.
- F. Reuter. Nachweis des Vorhandenseins der halbjährigen Luftdruckperiode 148.
- Beziehung der halbjährigen Druckwelle zum Jahresgang der interdiurnen Veränderlichkeit des Luftdrucks und der Dauer der aperiodischen Luftdruckwellen 172.
- Halbjährige Luftzirkulation in Beziehung zu den Schwankungen der ozeanischen Zirkulation und des Eisvorkommens bei Island und Neufundland 204.
- A. Roschkott. Einfluß des Gradientwindes auf die Luftströmungen in einem Gebirgstale 56.
- Ludwig Roux. Turbulente Windströmungen auf der rauhen Erdoberfläche 22.
- Irving I. Schell. Diurnal variation of wind velocity 147.
- Wilhelm Schmidt. Vertikalbewegungen in Wolken 203.
- Fedor Schwandke. Innere Reibung der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Luftmasse 127.
- F. Steinhauser. Temperaturschichtung und Windstruktur in Bodennähe 85.
- G. A. Suckstorff. Photogrammetrische Aufnahmen von Strombahnen an Hängen 23.
- Strömungsvorgänge in Instabilitätschauern 85.
- Struktur der Richtungsschwankungen des Windes 86.
- V. V. Šulejkin and N. D. Yeršova. Origin of the periodic variations of the regime of Atlantic currents 147.
- H. U. Sverdrup. Austausch und Stabilität in der untersten Luftschicht 110.
- H. Tollner. Gletscherwinde auf der Pasterze 174.
- Ferdinand Travniček. Quellgebiete atmosphärischer Unruhe 146.
- Ferd. Travniček. Häufigkeit von Tagen mit barometrischer Ruhe, deren zeitliche und örtliche Verteilung 172.
- F. Travniček. Merkwürdige subjektive Windaufzeichnungen, deren Bearbeitung und Erklärung 173.
- A. Wagner. Theorie des täglichen Ganges der Windverhältnisse 109, 148.
- P. Zistler. Zusammenhänge zwischen troposphärischen und stratosphärischen Druckwellen 84.
- S. Chapman. Lunar Tide in the Earth's Atmosphere 27.
- Lunar Atmospheric Tide at Glasgow 204.
- R. A. Robb and T. R. Tannahill. Lunar Atmospheric Pressure Inequalities at Glasgow 27.
- Feuchtigkeit, Kondensation, Eisbildung, Niederschläge, Staubgehalt
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- Richard Becker. Täglicher und jährlicher Gang der Häufigkeit von Quellformen in der Bewölkung über dem Nordatlantik 56.
- W. Barrett. Conditions in Cumulus Cloud 113.
- W. Cawood and R. Whytlaw-Gray. Influence of pressure on the coagulation of ferric oxide smokes 209.
- V. Conrad. Evaporationskraft des Hochgebirges 174.

- J. H. Coste and H. L. Wright. Nature of the Nucleus in Hygroscopic Droplets 13.
- Paul Dubois. Bestimmungen von Wasserdampf- und Staubgehalt in der Atmosphäre aus Sonnenstrahlungsmessungen 88.
- A. Eucken und K. Schäfer. Anreicherung schweren Wassers im Gletschereis 91.
- S. Hanzlik. Niederschlagseffekt der Sonnenfleckenperiode 151.
- Mme R. Herman-Montagne et L. Herman. Mesures relatives aux poussières et fumées dans l'atmosphère lyonnaise 150.
- W. G. Iles and Kathleen Worsnop. Behaviour of a single-hair hygrometer under varying conditions of temperature and humidity 175.
- Chr. Junge. Untersuchungen an den großen atmosphärischen Kondensationskernen 92.
- Übersättigungsmessungen an atmosphärischen Kondensationskernen 115.
- Kernwirksamkeit des Staubes 179.
- Fritz von Kerner. Wachstumsgrenzen des Schneefalls bei sinkender Temperatur 186.
- K.-H. Klose. „Moazagotl“ des Riesengebirges 206.
- L. Krastanow. Rolle der Kondensationskerne bei den Kondensationsvorgängen in der Atmosphäre 177.
- Gerhard Kunze. Sind Hagelschläge luftelektrisch bedingt? 116.
- Rhythmische Wiederkehr von Hagelschlägen am gleichen Ort 179.
- G. Ludwig. Gleichzeitige Messungen von Kondensationskernen an zwei benachbarten Orten 152.
- Leo Lysgaard. Einfluß der jährlichen Temperaturvariation auf den Niederschlag 152.
- Jean Mendousse. Utilisation de la vapeur d'eau atmosphérique 175.
- Jacques van Mieghem. Thermodynamique des systèmes non-uniformes en vue des applications à la météorologie 22.
- P. Mildner und M. Röttschke. Staubgehalt in der freien Atmosphäre 61.
- E. Niederdorfer. Häufigkeitsverteilung von Regentropfengrößen 116.
- J. J. Nolan and V. H. Guerrini. Determination of the mass and size of atmospheric condensation nuclei 210.
- James C. Philip. Hygroscopic nuclei in the formation of fog 210.
- F. Reuter. Schwankungen der Niederschlagsmenge in Mittel- und Westeuropa in Beziehung zur halbjährigen Luftdruckwelle 151.
- E. H. Riesenfeld und T. L. Chang. Gehalt an H_2O und H_2O^{18} in Regen und Schnee 182.
- Verteilung der schweren Wasserisotopen auf der Erde 183.
- A. Schmauss. Koagulation durch Blitz 91.
- H. Springstube. Niederschlagssingularitäten und Flußwasserführung 210.
- Ferdinand Steinhauser. Schneeanteil am Gesamtniederschlag im Hochgebirge der Ostalpen 151.
- Häufigkeitsverteilung der relativen Feuchtigkeit im Hochgebirge und in der Niederung 211.
- G. A. Suckstorff. Dynamik der Regenschauer 146.
- Mme Odette Thellier. Noyaux de condensation et particules en suspension dans l'atmosphère 12.
- R. G. Vervard. Thermal Structure of Cumuliform Cloud 27.
- R. Whytlaw-Gray, W. Cawood and H. S. Patterson. Sedimentation method of finding the number of particles in smokes 209.
- Kurt Wegener. Frage der Verdunstung 59.
- Verdunstung 202.
- Temperatur, Strahlungsvorgänge, Solarkonstante
(Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
- C. G. Abbot. Dependence of terrestrial temperatures on the variations of the sun's radiation 208.
- F. Albrecht. Spektrale Verteilung der Himmelsstrahlung und Strahlungsbilanz der Atmosphäre 87.
- W. R. G. Atkins and H. H. Poole. Photoelectric Measurements of the Luminous Efficiency of Daylight 208.
- F. Baur und H. Philipps. Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel 25, 150.
- Richard Becker. Jährlicher Temperaturgang auf dem Atlantischen Ozean 202.
- Frank Benford und John E. Bock. Duration of Sunshine on Vertical Surfaces 208.
- Hellmut Berg. Haloerscheinungen unter dem Horizont 31.
- Beobachtung des großen Ringes und seines oberen Berührungsbogens 177.

- B. J. Birkeland. Mittel und Extreme der Lufttemperatur 175.
 — und E. Frogner. Extreme Variabilität der Lufttemperatur 58.
 A. v. Brunn. Berechnung der Kimmteufe aus gegebenen meteorologischen Unterlagen auf Grund einer vollständigen Theorie der terrestrischen Refraktion 61.
 G. P. Butler. Observing the sun at 19,300 feet altitude, Mount Aunconquicha, Chile 176.
 K. Büttner. Leuchtende Nachtwolken 211.
 — und E. Sutter. Abkühlungsgröße in den Dünen 25.
 George M. Byram. Visibility Photometers for Measuring Atmospheric Transparency 91.
 M. W. Chiplonkar. Nature of the Transition from Troposphere to Stratosphere and Upper Air Temperatures over India in the Winter and Hot Seasons 60.
 Constantin Cobilanchi. Sauts de la température de l'air atmosphérique 61.
 W. W. Coblentz and R. Stair. Ultra-violet solar radiation of short wave length 210.
 — Factors affecting ultraviolet solar-radiation intensities 62.
 — Evaluation of ultra-violet solar radiation of short wave-lengths 175, 210.
 Vaughan Cornish. Gegenschein Observed at Sea 164.
 J. H. Coste. Nature of the dispersion in country and town air 209.
 — und G. B. Courtier. Sulphuric acid as a disperse phase in town air 210.
 A. K. Das. Temperature of the earth's outer atmosphere and forbidden oil lines of the night sky spectrum 149.
 L. H. G. Dines. Rates of ascent and descent of free balloons, and effects of radiation on records of temperature in the upper air 2.
 J. Duclaux. Mesure des coefficients d'absorption de l'atmosphère 29, 115.
 Jean Dufay et Tien Kiu. Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible d'après les observations du Muller et Kron, à Ténériffe 208.
 Otmar Eckel. Strahlungsuntersuchungen in einigen österreichischen Seen 60, 172.
 — Eigenschaften der ultravioletten Himmelsstrahlung in verschiedenen Meereshöhen und bei Föhnlage 160.
 Hans Ertel und Sjan-zsi Li. Berechnung der Advektion 59.
 Günther Falckenberg. Experimentelles zur Absorption dünner Luftschichten für infrarote Strahlung 177.
 L. Foitzik. Spektrale Lichtdurchlässigkeit von Naturnebeln 87.
 J. Fuchs. Radio-Methode zur Bestimmung der Absoluttemperatur der Ionosphäre 115.
 Hubert Garrigue. Spectrographie ultralumineux du Pic du Midi 94.
 J. Gauzit. Etude de l'ozone atmosphérique par spectroscopie visuelle 89.
 Rudolf Geiger. Wärmeschichtung über dem Boden 86.
 Luigi Giulotto. Determinazione della costante solare su misure fatte a cortina d'amprezzo 62.
 J. Goldberg. Intermittierende Bewölkung und Sonnenscheinregistrierung 3.
 Wlad. Gorczyński. Mean Duration of Bright Sunshine along the Mediterranean Coasts 61.
 F. W. Paul Götz. Absorption der hohen Atmosphäre 88.
 R. Grandmontagne. Photomètre enregistreur pour la lumière du ciel nocturne 118.
 P. Gruner. Internationale Dämmerungsbeobachtungen 31.
 Paul Gruner. Photometrie der Dämmerungsfarben, insbesondere des Purpurlichtes 114.
 A. L. Hales. Thermal Stability of the Lower Atmosphere 57.
 Bruno Hanisch. Bestimmung von Sonnenfleckenperioden nach der Fuhrichschen Methode 113.
 Chr. Jensen. Polarisationsgrößen und Sonnenfinsternis nebst Bemerkungen über die Bedeutung der sekundären Diffusion für die atmosphärischen Polarisationserscheinungen 176.
 N. N. Kalitin. Mikroschwankungen der Luftdurchsichtigkeit 114.
 — Transparence de la glace pour la radiation ultraviolette du soleil 115.
 I. A. Khvostikov et K. B. Panschin. Polarisation de la lumière du ciel nocturne 176.
 Kwan'iti Koenuma. Daily Variation of a Ground Temperature 147.
 E. Kuhlbrodt. Lufttemperatur-Bestimmung auf See; Größe der Temperaturdifferenz Luft—Wasser auf dem Atlantischen Ozean 199.
 F. Löhle. Wiganscher Sichthorizont 89.

- F. Löhle. Schrägsicht 90.
— Luftlichtmessungen im Schwarzwald 127.
- Theodore Lyman. Transparency of the Air Between 1100 and 1300 A 29.
- G. Allen Mail. Soil temperatures at Bozeman, Montana, during sub-zero weather 183.
- S. L. Malurkar. Formula for nocturnal radiation and its relation to Ångström's formula 207.
- Rudolf Meyer. Entstehung optischer Bilder durch Brechung und Spiegelung in der Atmosphäre 90.
- W. E. Knowles Middleton. Farben entfernter Objekte und Sichtweite gefährter Ziele 89.
- Nora M. Mohler. Photographic Penetration of Haze 176.
- F. Möller. Wärmebilanz der Atmosphäre und der Erdoberfläche 149.
- Fritz Möller. Wärmequellen in der freien Atmosphäre 87.
- P. Moltchanoff. Temperaturschwankungen in den hohen Schichten der Troposphäre 28.
- Hans Müller. Struktur des sommerlichen Temperaturganges 57, 82.
- Fr. W. Nitze. Darstellung der Temperaturhäufigkeiten aerologischer Aufstiege 173.
- V. Nobile. Possibilità di nuovi indirizzi della teoria della refrazione astronomica e di occasionali contributi alla fisica dell'atmosfera 30, 63.
- R. Penndorf. Ozone as a Heating Factor in the Atmosphere 208.
- Hans Poser. Nebelbögen, kleiner Sonnenhalo und Luftspiegelungen im ostgrönländischen Packeis 60.
- P. Raethjen. Gegenläufigkeitsgesetz der Temperaturen in Stratosphäre und Troposphäre 83.
- N. Richter. Atmosphärische Extinktion 30.
- Fernando Sanford. Influence of planetary configurations upon the frequency of visible sun spots 208.
- Wolf-Egbert Schiele. Theorie der Luftspiegelungen insbesondere des elliptischen Falles 127.
- A. Schmauss. Gegenläufigkeitsgesetz der Temperaturen in Stratosphäre und Troposphäre 149.
- F. Schmid. Zodiacallicht vom 47. Breitengrad Nord bis 39. Breitengrad Süd 31.
- Herbert Schober und Hugo Watzlawek. Tägliche und jährliche Schwankung der Länge des ultravioletten Sonnen- und Himmelsspektrums im Zenith für Wattens in Tirol 30.
- K. Schütte. Verlauf der bürgerlichen Dämmerung auf der ganzen Erde mit besonderer Berücksichtigung der Polargebiete 115.
- Karl Schütte. Einfluß der Bewölkung auf die Dauer der bürgerlichen Dämmerung 208.
- H. Sebastian. Sicht und Sichtbestimmung 30.
- Seidel. Einfluß der Refraktion in bodennahen Schichten auf das Präzisionsnivelement 93.
- G. D. Shallenberger and E. M. Little. Haze and Smoke Visibility 177.
- S. Siegel. Untersuchungen an häufig auftretenden Luftspiegelungen 90.
- Messungen des nächtlichen thermischen Gefüges in der bodennahen Luftschicht 206.
- R. Spitaler. Wärme-Ein- und Ausstrahlung auf der Erde 113.
- Jährliche Veränderlichkeit der Wärme-Ein- und -Ausstrahlung oder des Kontinentalitätsgrades 113.
- Täglicher Temperaturgang 149.
- Ferdinand Steinhauser. Ergebnisse der bisherigen Strahlungsmessungen im Mittelländischen und Roten Meer, im Indischen Ozean und im Südchinesischen Meer 26.
- N. K. Sur. Thermal structure of the upper air over a depression during the Indian south-west monsoon 57.
- R. Süring. Leuchtende Nachtwolken 32.
- Erich Süssenberger. Nächtliche effektive Ausstrahlung 26.
- Kurt Wegener. Temperatur des Welt-raums nach astronomischen Beobachtungen 28.
- Refraktion 207.
- C. Wirtz. Helligkeit und Farbe des klaren Himmels an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins 60.
- Kimmtiefe an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins 61.
- Sicht an der Nordseeküste Schleswig-Holsteins 90.
- Objektive Messung der blauen Farbe des klaren Himmels 91.
- Oliver R. Wulf. Light Absorption in the Atmosphere and Its Photochemistry 62.
- Paul Zedler. Temperaturmessungen an schwachwindigen Abenden in hügeligem Gelände 58.

- Wetter und Wettervorhersage, Klima.
Einfluß atmosphärischer Vorgänge auf Lebewesen
- C. G. Abbot. Solar radiation and weather studies 26.
- L. Anjeszky. Hilfsmittel zur Lösung gewisser Aufgaben der Frontenanalyse 59.
- Erwin Balcke. Unregelmäßige Wetterperioden 152.
- Franz Baur. Bedeutung der Stratosphäre für die Großwetterlage 205.
- J. Bjerknes and C. L. Godske. Cyclone Formation at Extra-Tropical Fronts 203.
- K. Diesing. Verwendung äquipotentieller Temperaturen bei der Wetterdiagnose 92.
- E. Dinies. Druck- und Temperaturverhältnisse bei Wintergewittern in Norddeutschland 57.
- Erwin Dinies. Steuerung von Wellen 148.
- L. Egersdörfer. Harmonische Analyse von Wetterkarten auf zeichnerischem Wege 64.
- Sigurd Evjen. Vertiefung von Zyklonen 173.
- H. von Ficker. Der Einfluß der Stratosphäre auf die Wetterentwicklung 28.
- A. H. R. Goldie. Ascent of Air in Cyclones 203.
- E. F. George and Florence Robertson. Weather Changes as Indicated by Variations in the Earth's Magnetic Field 211.
- Karl Hartung. Wiedergabe periodischer Druckschwankungen auf gemittelten Isallobarenkarten 57.
- R. J. Kalamkar and K. M. Gadre. Precision Observations on Weather and Crops 146.
- Egon Kupfer. Zyklonenfamilie vom 12. bis 20. Mai 1935 59.
- K. Lüders. Beobachtungen bei einem Wirbelsturm im Gebiet der Außenjade 175.
- P. L. Mercanton et M. Golaz. Prévion des gelées nocturnes 147.
- R. Mügge and P. Sieber. Wetterwirksame Druckänderungen 83.
- Sverre Petterssen. Theory of frontogenesis 207.
- K. R. Ramanathan. Soundings of temperature and humidity in the field of a tropical cyclone and a discussion of its structure 203.
- Martin Rodewald. Entstehungsbedingungen der tropischen Orkane 204.
- Willy Rudloff. Golfstromzyklonen 199.
- R. Scherhag. Entstehung der im „Täglichen Wetterbericht“ der Deutschen Seewarte veröffentlichten Höhenwetterkarten und deren Verwendung im Wetterdienst 83.
- Divergenztheorie der Zyklonen 148.
- Entstehung des Nordsee-Orkantiefs vom 19. Oktober 1935 175.
- Entstehung der Golfstromzyklonen 199.
- Synoptische Untersuchung der täglichen Luftdruckschwankung über Mitteleuropa 202.
- A. Schmauss. Kalendermäßige Verankerungen des Wetters 116.
- Gerhard Seifert. Instabile Schichtungen der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die Wetterentwicklung 24.
- G. Seifert. Bedeutung wandernder primärer Drucksteiggebiete für Labilisierung und Zyklonenbildung 84.
- R. Spitaler. Sechsjähriger Witterungszyklus 211.
- H. Wagemann. Prognosenprüfung 56.
- Katharine B. Clarko. Meteorological results during cruise VII of the Carnegie, 1928—1929 23.
- V. Conrad. Anteil des Schnees am Gesamtniederschlag und seine Beziehungen zu den Eiszeiten 59.
- W. Dammann. Mittlere Temperatur des Januar in Deutschland in ihrer Abhängigkeit von den Schwankungen der Luftdruckverteilung 178.
- H. v. Ficker. Eiszeittheorie von C. G. Simpson 4.
- Rudolf Höhn. Ursache der Niederschlagsschwankungen in Europa und ihre Beziehungen zu anderen meteorologischen Faktoren 25.
- Rupert Holzapfel. Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland 24.
- Oscar V. Johansson. Temperaturverhältnisse Spitzbergens 146.
- Fritz v. Kerner. Bedeutung der zonalen Wärmeinversionen für die Eiszeitchronologie 98.
- Horst-Günther Koch. Mikroklimatisches Temperaturfeld bei Bewölkung und Wind 60.
- W. Krömer. Wahrscheinlichkeit der in den Klimatabellen auftretenden Fehler 63.
- G. Kunze. Rhythmische Erscheinungen in der Hagelhäufigkeit 25.
- H. Maurer. Veränderlichkeit der jährlichen Niederschlagsmengen 178.

- P. Perlewitz. Klimastockwerke in der Atmosphäre 202.
 Helge Petersen. Extrem hohe Temperaturen und Föhn in Grönland 24.
 Werner Pflugbeil. 20tägige Welle des Winters 1928—29 24.
 N. Richter. Meteorologische Beobachtungen 129.
 R. Scherhag. Klimaänderung über Nordeuropa 146.
 Jakob M. Schneider. Klimaperioden der Lüneburger Zwischeneiszeit und ihre Ursachen 130.
 W. B. Schostakowitsch. Geschichtete Bodenablagerungen der Seen als Klimannalen 179.
 Ferdinand Steinhauser. Wie ändert sich unser Klima? 58.
 F. Steinhauser. Niederschlagsbereitschaft in den Ostalpen 178.
 Heinrich Thielebein. Niederschlagverhältnisse, beurteilt nach geordneten Monatswerten 24.
 W. Wundt. Klimate der Spät- und Nach-eiszeit 4.
 F. Dannmeyer. Ultraviolettlima der Großstadt und der Nordseeküste 60.
 Friedrich Fuchs. Messungen der UVE-Intensität in verschiedenen Höhenlagen und Breiten 114.
 Walter Grundmann. Strahlungsklima des Riesengebirges 62.
 J. W. Hopkins and Mabel F. James. Temperature, wind, humidity and evaporation in agricultural meteorology 55.
 R. Latarjet. Activité biologique du rayonnement solaire et ozone atmosphérique 27.
 L. W. Pollak and F. Fuchs. UVE-Klima von Prag 24.

Schallfortpflanzung

- (Siehe auch Apparate und Meßmethoden)
 Heinz Dobberstein. Eichung von Fernschallempfänger 66.
 L. Gutin. Akustik der Atmosphäre 29.
 Takuzô Sakai. Theory of the Anomalous Propagation of Sound Waves at a Short Distance 29.
 Kurt Wegener. Schallstrahlen in der Atmosphäre 92.

9. Angewandte Geophysik

- Allgemeines über geophysikalische Aufschlußmethoden, Lagerstättenkunde
 Karl Jung. Geophysikalische Methoden zum Aufsuchen wichtiger Rohstofflager 32.

- A. Graf. Angewandte Geophysik 116.
 — Magnetische und gravimetrische Waagen 2.
 Hugo Scheuble. Klärung des Wünschelrutenproblems. Mechanik des Rutenausschlags 152.

Schwerkraftmethoden

- A. D. Archangelski. Beziehungen zwischen dem geologischen Aufbau und den Schwereanomalien im Europäischen Teil der USSR. 38.
 L. Sorokin. Anwendung gravimetrischer Aufschlußmethoden in der USSR. 64.
 St. v. Thyssen. Relative Schweremessungen an einer tiefen Salzstruktur der norddeutschen Tiefebene 32.

Seismische und akustische Methoden

- L. Erlenbach. Verhalten des Sandes bei Belastungsänderung und Grundwasserbewegung 212.
 W. Bausch. Fahrbahn- und Gebäudeerschütterungen 69.
 B. Brockamp. Ergebnisse der vom Geodätischen Institut 1933/34 ausgeführten seismischen Feldarbeiten in Dänemark 116.
 Rolf Bungers. Schichtneigungen aus dem Emergenzstrahl bei Sprengungen 66.
 R. Köhler. Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund 69.
 — Schwingungskennziffern und Herabminderung der Erschütterungen in einer Kohlenwäsche 184.
 — und A. Ramspeck. Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen 212.
 E. Koridalin und S. Masarskij. Seismische Prospektion nach der Methode der reflektierten Wellen 64.
 Walter v. zur Mühlen. Seismische Oberflächenwellen und Fragen der Großtektonik Nord- und Mitteldeutschlands 184.
 St. von Thyssen. Verwendung verschiedenartiger Explosionen zur Erregung seismischer Wellen 180.

Elektrische, magnetische, radioaktive und thermische Methoden

- R. H. Card. Earth Resistivity and Geological Structure 48, 100.
 Volker Fritsch. Versuche bei Ostrov u Macochy. (Prüfung der funkgeologischen Ergebnisse durch Schürfungen) 104.

Volker Fritsch. Grundzüge der Funkgeologie 195.

— Bergradioversuche in Kotterbach 212.

Sabba S. Stefanescu. Déformations d'un champ électromagnétique inductif provoquées par un sous-sol à stratification horizontale 100.

A. Öpik. Mögliche geologische Deutung der magnetischen Anomalien Estlands 99.

H. Reich. Erdmagnetische Untersuchungen im Rheinischen Schiefergebirge 71.

G. Äckerlein. Emanationsforschung im Erdinnern 128.

Hans Freytag. Photachie und Nachweis der sogenannten „Erdstrahlen“ 97.

H. Israël-Köhler und F. Becker. Emanationsgehalt der Bodenluft und Untergrundtektonik 128.

M. Paul. Messungen der Erdbodentemperatur an Salzdomen 116.

Sonstige Anwendungen geophysikalischer Vorgänge

Georg Hamel und Erich Günther. Numerische Durchrechnung zu der Abhandlung über Grundwasserströmung 64.

B. H. Wade. Distillation of sea water by solar radiation 212.

Paul Linden. Sonnenstrahlungsintensität und ihre Bedeutung für den Wohn- und Städtebau 64.

THE UNIVERSITY OF ILLINOIS AT CHICAGO



3 8198 318 724 042

